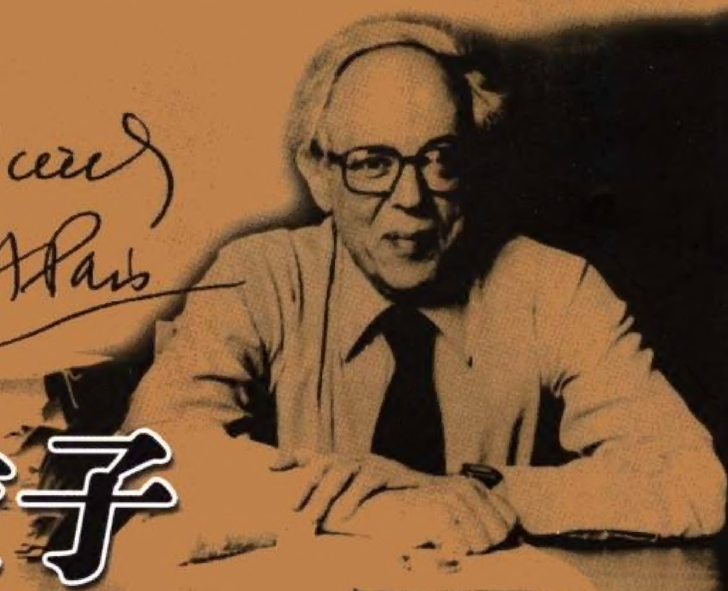
《美国科学家》杂志(1999年11-12号)："影响20世纪科学的一百本书"之一



基本粒子物理学史

J B L Z W L X S

原著（美）阿伯拉罕·派斯
翻译 关 洪 杨建邺 王自华 付冬梅

武汉出版社
WUHAN PUBLISHING HOUSE

基本粒子物理学史

武汉出版社
WUHAN PUBLISHING HOUSE





基本粒子物理学史

J B L Z W L X S

原著（美）阿伯拉罕·派斯
翻译 关 洪 杨建邺 王自华 付冬梅
审校 杨建邺 关 洪

武汉出版社
WUHAN PUBLISHING HOUSE

(鄂)新登字 08 号

图书在版编目(CIP)数据

基本粒子物理学史/(美)阿伯拉罕·派斯(A. Pais)著;关洪、杨建邺、王自华、付冬梅译. —武汉:武汉出版社, 2002.9

ISBN 7－5430－2634－1

Ⅰ. 基… Ⅱ. ①阿…②关…③杨…④王…⑤付… Ⅲ. 基本粒子—物理学史 Ⅳ. O572.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2000)第 88125 号

书　名:基本粒子物理学史

著　　者:(美)阿伯拉罕·派斯
翻　　译:关　洪　杨建邺　王自华　付冬梅
策　　划:周雁翎
责任编辑:余敬慧
封面设计:马　波
出　版:武汉出版社
社　址:武汉市江汉区新华下路 103 号　　邮　编:430015
电　话:(027)85606403　85600625
印　刷:武汉市新华印刷有限责任公司　　经　销:新华书店
开　本:880×1230mm　1/32
印　张:29　　字　数:727 千字　　插　页:5
版　次:2002 年 9 月第 1 版　　2002 年 9 月第 1 次印刷
印　数:0001—2000 册
ISBN 7－5430－2634－1/O·14
定　价:45.00 元

派斯简介

Abraham Pais，美国理论物理学家，美国科学院院士，荷兰科学院通讯院士。1918年5月19日出生于荷兰的阿姆斯特丹。1938年毕业于阿姆斯特丹大学，1941年获乌德勒支大学硕士学位。二战以后，到哥本哈根玻尔理论物理研究所工作，与玻尔相处很久；后来又到美国普林斯顿高级研究院工作，与爱因斯坦长期相处。1950年起任普林斯顿高级研究院教授，1963年任洛克菲勒大学教授，直到退休。现在他每年在美国和丹麦各住半年。

派斯从事核物理、基本粒子物理、量子场论方面的研究。1952年，与其他人各自独立地说明了奇异粒子的慢衰变，提出奇异粒子协同产生的思想，后来被实验所证实。1955年，与M. 盖尔曼（提出夸克的物理学家）合作，引入“混合”粒子的概念，以描述K介子的性质。后来又与O. 皮奇奥尼合作，提出一个想像实验，在这个想像实验中，中性K介子的性质能明显表现出来，这就是“派斯—皮奇奥尼实验”。他还提出了“常数经济原则”（1954年）和相互作用的“等级原则”（1958年）。1964年提出SU(6)对称性的纲图。

除了物理研究上有重要贡献以外，派斯在物理学史上也有相当重要的贡献。其中以下三本巨著为人们称道。

1. *Subtle is the Lord*……这本书是爱因斯坦的传记，在我国已有两种译本。

2. *Inward Bound: Of Matter and Force in the Physical World*（即本书，1986年），介绍微观物理学的开始和发展过程。

3. *Niels Bohr's Times：In Physics，Phylosophy，And Polity*（1991 年）

其他著作还有很多，我们无法一一列举。本书在翻译以前，派斯将这本书的中文（简体字）版权送给了杨建邺教授，并寄给他一份题词，作为中译本扉页之用。

中译本序言

Dear Professor Yang Jian-Ye

The publication in Chinese of Inward Bound reminds me of my visit to China in 1987, when I lectured in Beijing, Xian and Shanghai. During this wonderful experience I made new Chinese friends and saw some of the beauty of your country. It also reminds me of other good Chinese friends, Tsung Dao Lee, Chen Ning Yang, Tai Tsun Wu, and the late Shih Tsun Ma. Abraham Pais

亲爱的杨建邺教授：

Inward Bound 的中译本出版，使我想起了我在 1987 年对中国的访问，那次我在北京、西安和上海作过演讲。在这次美好的经历中，我认识了一些中国的新朋友，还看到你的美丽的国家。它同样使我想起另外一些好朋友，他们是李政道、杨振宁、吴大峻和已故的马仕俊。

阿伯拉罕·派斯，1998 年 6 月 9 日。

前 言

牛顿在他的《光学》(*Opticks*)一节中曾经预言:"万有引力、电和磁的相互作用力,可以在很远的地方明显地显示出来,因此用肉眼就可以观察到;但也许存在着另一些相互作用力,它们作用的距离如此之小,以致无法进行观察。"本书所考察的时代,正好是牛顿这句话所预言的那些力最终被观察到了的时代。在 1895 年和 1983 年之间,即本书考察的这一时期,人们能观察到的最小距离已经小到原来的万万分之一。今后这个距离还会缩短,不过 20 世纪所创下的这个记录,将被后人视为这个世纪的主要里程碑之一。

人类关于物质的组成、它们遵循的规律以及作用于它们之间的力等方面的发现、认识,我在本书中将竭力作一全面的描述。关于这些方面,恩斯特·卢瑟福,本书的一位中心人物曾经说过,1895～1915 年间科学发展速度之快,在科学史上几乎没有任何时期能与之相比。我们把这段时期延伸到 1983 年,此话仍然适用。当然,这并不是说发展就十分顺利。我将尽力完整地展现发展道路上的进步和停滞、秩序和混乱、清晰和迷惑、信任和怀疑、传统和反传统的种种情态;当然,我也将尽力反映出革命和保守、个体科学和大联合科学、小机器和大机器以及小投入和大投入等全面的状况。

只有经过许许多多艰难困苦的努力之后才可能取得进步。在本书所描写的时期,成千上万的男女科学家们义无反顾地投身到这项探险事业之中,这项事业现在被称为高能物理学,或粒子物理学。我很想把他们一个一个地都提到,但这是不可能的;我只能将这本书题

献给所有献身于这一事业的人。

人们早就期待这本书的面世。本书所重写、评述的片段贯穿了各个不同时期，并将被置于更为广阔的背景中进行审视，如：量子场论（1948 年），不变性原理（1963 年），粒子物理学的状况（1968 年），电子的早期历史（1972 年），放射性早年岁月（1977 年），量子力学（1982 年），以及正电子理论（出现在海森伯文选中）。我还从爱因斯坦传记《上帝是微妙的……》（*Subtle is the Lord...*）中借用了某些片断，特别是有关光量子、相对论部分，因为从 1926 年以后，相对论已成为粒子物理学的两个基础之一。另外一个基础是量子力学，它在目前的计划中没有（事实上不可能）被给予充分的考虑。好在有一篇短论涉及这一专题。

理论和实验之间成功的相互作用，是本书选取材料的一个主要依据，在第一章导论中就已经显示出以后章节的大致轮廓。接着是本书的主要部分：1895～1945 年间的历史。往后的历史，则作为一种回忆录来处理。不久前所取得的根本性进步，尽管其前景尚不明朗，我还是写进了本书，否则就好比我讲了一个笑话，却没有道出其中奥妙。（对于聪明的人一句话就足够了：没有宇宙学，就没有拓扑学。）

对于早一代的杰出人物，我在正文中偶尔插入了一些附注（第一章可以见到这些人物的一个名单）。这些附注并非短小的传记，而是类似于阿伯雷（Aubrey）的《生平简介》（*Brief Lives*）那样的东西。

每一章都列有参考文献。在许多章节，我还列出了一些对我写作十分有帮助的原始资料。

我要感谢许多友人的慷慨相助。阿尔瓦雷斯，布特勒，库尔，戈德哈伯，利德曼，克尔克，洛夫格林，潘诺夫斯基，伯夫斯勒，罗彻斯特，鲁比亚，以及萨谬斯等人，在实验方面给予了我许多有益的忠告。埃文斯和托马斯在第 5 章给予了我帮助。鲁布金将美国物理研究院（American Institute of Physics）的情形作了简要介绍，而布朗和 Michiji Konuma 向我简要介绍了日本物理学的情况。我还应该特别感谢乔治、格罗斯、约斯特和怀特曼，他们向我提出了一些相当好的意见。我最感谢的应该是特雷曼，他通读了我的几次稿样，而且每一次都与我一起作了讨论。他的建设性的批评，他的鼓励和友谊，对

我来说是无价之宝，他和我共度了困难的时刻。谢谢你们，所有帮助过我的人。

最后，我应该对 Sloan 基金会(Alfred P. Sloan Foundation)表示谢意，它对我的写作计划给予了巨大的支持；我还要感谢牛津大学出社的同人们给予的始终不渝的支持。

阿伯拉罕·派斯

1985 年 7 月于纽约

将本书献给尊敬的

制造机器、射线束和探测器的人们，

以及使用它们的人们，

以及对它们的成果深思熟虑的人们。

本书还要献给受达。

目　录

1. 目的和计划

(a)从 X 到 Z

这是 1895 年 11 月 8 日的下午。伦琴(W. C. Roentgen)独自一人在维尔茨堡的实验室里，又一次做起阴极射线的实验来。他的仪器设备主要是一根长约 1 米的真空管，管子里面的电子(现在我们可以这么称呼它)被加速到接近 10 万个电子伏特的能量。[①] 在他的真空管里，压强只有千分之一托。[②] 那天下午，伦琴十分惊诧，因为他注意到探测器上出现了荧光，这个探测器是一块涂上了氰亚铂酸钡的小屏，放在他手上，距真空管有一定的距离。就这样，他发现了将很快为世人所知的 X 射线，这个术语是他在论述这一发现的第一篇论文中引入的。在这篇论文上署名的作者只有他一人。

大约 90 年之后，在 1983 年的 1 月 26 日，我离开洛克菲勒大学的办公室去吃午餐。我向纽约第六大道的希尔顿饭店走去，那儿正在举行美国物理学会的冬季会议。鲁比亚(C. Rubbia)在 HB 组作特邀报告。他的报告没有宣布是什么题目，但根据日内瓦 CERN (European Center for Nuclear Research，欧洲核研究中心)传来的信

---

① 一个电子伏特，或 1eV 的能量，是一个电子被 1 伏电势差加速后得到的能量。

② 1 托(torr)接近 1mm 水银柱。

息，人们知道他的主题是关于 UA1 小组发现了人们早就预言其存在的 W 玻色子。UA1 小组是鲁比亚领导的，UA 的意思是地面之下。暂时不用深入理会什么是 W 玻色子，以后自会有地方进行解释。现在我们只需明白，它的发现非常重要。

我走进饭店的舞厅，与里面的几百位听众一起开始聆听报告。来自 CERN 的另一个小组 UA2 的代表作了第一个报告。这个小组也一直在搜寻 W 粒子，而且已经有了有希望的结果，不过还没有得出最终结论。[①] 接着作报告的是鲁比亚。他一开始就说明他们的实验安排。具有中常能量 3.5GeV（1 个 GeV 是 10^9eV）的反质子由 AA(Antiproton accumulator，反质子储存器，现代物理学有许多这样的缩略词）集中起来。这个储存器近似于一个环形面包圈，环里的真空度达到 10^{-10}托。这么低的气压是为了避免反质子与环中气体分子相碰撞而消失。10^{-10}托并不是 CERN 能获得的最低压强，但"我们最好的加速器设计师"范德米尔(S. van der Meer)在他的一项重要的发明中证实，为了保证反质子以一种有序态运动，这个压强就足够了。每隔 24 小时 AA 就把它存储的反质子释放一次，这时反质子在分两阶段加速后能量已经达到 270GeV，其中第二阶段加速是在周长为 6 公里的高度真空环中进行的。在这个环里，反质子与具有相同能量、相反运动方向的质子相碰撞。这种碰撞由一个高 10 米、宽 5 米和重 2000 吨的复杂的探测器进行分析。鲁比亚然后解释，在 100 万个记录事件的照片中何以有 6 张无可置疑地显示了 W 粒子的"特征"(signature)。这种百万分之六的产生率，与理论的预期符合得很好；与此同时，初次对 W 粒子质量的大略测定值，也与理论预期十分符合。

在我旁边坐着一位高能中微子物理学家。当鲁比亚的报告临近结束时，我们两人相对而视，还点了点头：他们真的发现了 W 粒子。会后我与鲁比亚交谈了一会儿。他问我相不相信他讲的结果，我说

① 他们不久就得出了肯定的结论。[1]

相信。他给了我一份UA1有关W粒子的第一篇文章的预印件[2]，上面有来自欧洲的12个研究所和美国的2个研究所的135位作者的签名。

当我沿着灯火辉煌的57街往回走时，黄昏降临，有些冷，但空气新鲜而清爽。我不断地思索着实验物理学和理论物理学两者的内容和风格在我经历的这一时期是如何变化的。W粒子的发现确实意味着我们又一次来到一个分水岭。到家后我走向书桌，脑子里塞满了有关物质认识的历史章节和片断。突然我知道该如何开篇了。我坐下来写道："1895年11月8日下午……"

下一次我见到鲁比亚是同年5月9日。我们都在普林斯顿，那天他要作一个报告，介绍UA1小组最近取得的成就。在报告之前我们交谈了很长一段时间，他告诉我他们已经发现了第一个案例，其中的事件正好与Z玻色子特征相符合。这个很重的中性粒子正是预期中丢失了的部分，它与带正负电荷的W粒子一起，使电磁力和弱力的统一场理论SU(2)×U(1)得以在坚实的实验基础上得到证实。我问鲁比亚，他在报告中将提到的Z粒子，是不是首次在美国提到。他说，的确如此，我们也只是几天前才发现这一事件。①

我于是明白，本书应在何处结束。

这本书试图将延续近一个世纪的从X到Z的所有故事片断收集到一起，这些故事都涉及更精确地描述物理世界中的物质和力的探索。问题古老得很。我可以这样开始：从某本百科全书中抄下亚克拉嘎斯的恩培多克勒(Empedocles of Akragas)关于4种永恒不变的元素——土、水、空气和火，以及两种基本的力爱或欢乐(吸引力)、争斗或恨(排斥力)的猜想，这些术语既稀奇古怪，对于今天又毫无用处。或者还可以换一种办法，从化学的诞生、19世纪假定化合物和元素由分子和原子构成开始。但是，我的选择是从亚原子时代开始，

3

① 7月，UA1报道了[3]5例Z事件；8月UA2报道了8例。[4]

对更早期的事件只偶尔作一些回顾。伦琴的发现显然是这一选择最恰当的起始点，因为这一发现正好处于一个高速发展时代的开端，这以后不久，新的自然定律（量子论和相对论）、新的物质形式和新型作用力的证据（没有迅速被承认），都先后首次亮相。1895 年，伦琴还不知道 X 射线可能被视为一束零质量的粒子（光子）流。他也不知道阴极射线是由电子组成；这些都仅仅在两年之后就被发现了。他更没有想到，几个月之后 X 射线成了刺激放射线发现的原因。本书结束于 W 和 Z 玻色子的发现，这两个粒子的质量分别近似等于铷(Rb)和钌(Ru)原子的质量，但根据对称性的考虑它们不仅彼此有亲密的关系，而且与没有质量的光子也有密切关联。未来将决定这个结尾是否像起点那样符合自然本性。在我写到这儿的时候，本段所描述的探索历程趋向于越来越高的能量，也就是趋向于越来越小的距离；这一趋向还远没有结束。我们还要继续向微观世界内部走去；我们讨论的英雄时代尚未终结；但有些人相信它的终结很快会来临。无论如何，现在写这段历史，颇有点像描写法兰西大革命时攻破巴士底监狱后一周的情形。

事实、日期和少量公式的列举将为被叙述的内容提供客观性。但历史是高度主观性的，因为它是在事件发生之后创造的，因此不可能避免出现对有关事件进行选择的问题，于是历史就和不同的观察者有了密切关联。有多少种历史学家，就有多少种历史。我给自己定下两条戒律，一条是马考内①提出的："如果一个人缺乏选择的艺术，只会显示真实，那这个人只能给出明显虚假的东西。如果一位作者所述的真实性比另一位少的话，那仅仅是因为他讲述了更多的真实，这是屡试不爽的。"[5] 另一条戒律是卡莱尔②给定的："如果一个人把神奇的自然之书(Book of Nature)当作一个商人的账本来读，那

① 马考内(T. B. Macaulay，1800～1895)，英国历史学家、评论家、诗人及政治家。——译注

② 卡莱尔(T. Carlyle，1795～1881)，苏格兰作家、历史学家和哲学家。——译注

么可以说他根本没看过这本书，而只是读了某些学校的教学纲要；如果把这种纲要当做真理的话，那他所得到的误解将多于真知灼见。”[6]

如果作者按照上述戒律研究展开的历史，他就会一步一步接近历史的真实。当然，还需在序言中对于教材的选择作一点说明。（进一步的一般评论在第7章还会见到。）贯穿全书的思想流（flow of ideas）是应特别说明一下的。一些主题尽管有令我感到惊讶的前景，但我只少许涉及其社会学意义，也没有在这方面展开。至于高能物理学家们，他们与其他人并没有显著不同。在这个圈子里有些人很高尚，有些人只不过是赝品，还有一些人则像诗人。[7]“诗人们捏造历史……，他们故意扭曲历史以便为自己开拓更大的想像空间。”在我所遇到的这方面著名人物中，很多人非常理性、无畏，而且多半有湿婆①的嫉恶特性——不幸的是没有3只眼和4只臂。我有时也会迁就自己，对一些特殊人物作一些简要评价，这些人物有：巴尔末（J. Balmer, 9a），贝克勒尔（A. Becquerel 2b1, 2b3），玻尔（N. Bohr, 9a, 9e2, 9e6, 10.5），威廉·布拉格（W. Bragg, 8b），范登布鲁克（A. van den Broek, 11d），居里夫妇（3a），狄拉克（P. Dirac, 13e1），埃尔斯特（J. Elster, 16b）和盖特尔（H. Geitel, 16b），费米（E. Fermi, 19c3），高斯密特（S. Goudsmit, 13c），哈恩（O. Hahn, 8d），劳伦斯（E. Lawrence, 17b），迈特勒（L. Meitner, 8d），奥本海默（J. Oppenheimer, 16b），泡利（W. Pauli, 13b, 14d4, 16a, 16d7），伦琴（2a），罗兰（H. Rowland, 4c），卢瑟福（Sir E. Rutherford 1b, 3b, 9d, 17h），J. J. 汤姆逊（4d4, 9c6, 10.1），朝永振一郎（S. Tomonaga, 18c2），乌伦贝克（G. Uhlenbeck, 13c），和汤川秀树（H. Yukawa, 17g2）。这儿以及其他地方常用的符号的意思是：(4)指第4章；(4d)指第4章d节；(4d1)指第4章d节的第1部分。

4

我想强调的是，进步如何导致迷惑，然后又导致进步，而且这一

① 湿婆（Shiva）是印度宗教中三大神之一，专司破坏。——译注

进程从未间断过。本书所论及的物理学获得的每一个重要进展，或迟或早，更多的是或早，都提出了新的问题。由新问题带来的迷惘，不同以往，但也不必因此而伤心后悔。这甚至可以看成是参与者们感受它们的一种特权。正如玻尔在与我作一次毫无结果的长谈后所说："明天一定会美妙无比，因为今晚我什么都不懂。"既然我写本书的主要目的是描述思想是如何产生的，所以我将在各种不同的情形中讨论散布于进展间的虚假的思想、不正确的即兴想法以及僵局绝境。忽略了这样一些情节将使整个历史毫无生机。我想谈一件我的经历，那是我在费米国家实验室作完有关现代物理的报告以后的事。有两位年轻的同事走向我，其中一个看来十分不快，他对我说："如果像你所说的那些如此伟大的人都经常犯错误，那我们这些人还能指望作出贡献吗？"第二位笑着说："所以我们并非唯一的笨蛋。"我觉得第二个人的话说得颇有道理，但我想要强调的是，错误常常缠绕一整代人，而不只是个别人。因此并不奇怪，误入歧途的事是经常地、再三地发生，较之回到正确道路上来的事还要多得多。

5 至于说到迷惘，刚刚过去的时代和现在当然也并不例外。我坚信有许多当代的理论探索将被证明是迅即消失的幻想，而且我热切希望另外一些将继续存在下去。既然不宜于主观地评价明显的偏见，我将尽量谨慎，越接近现在越应谨慎，更不试图对所有前沿的发展作最新的评估。

作严格选择的一个重要理由倒不是因为有选择的余地，而是有其必要：在 20 世纪 50 年代末以后(20d)出版物像洪水一般涌来，我们必须要想办法对付这种局面。我十分理解伽尔布赖斯(J. K. Galbraith)的一句话，他试图写一本经济学史，对此他说："一个人越是接近现代，就会越是感到无望；现在一年，甚至一个月的所谓重要文献中经济学的评论比中世纪 1000 多年加起来的还多……如果有人说他能熟悉所有这些评论，那一定是弥天大谎。"[8]

至于物理学，我举几个数字即可说明在本书涉及的时代里文献增长的情形。1899 年，美国物理学会由 38 位物理学家组成(16b)。

1900年①,全世界各学校不同层次的物理学家共有1000人。在这1000人当中高级理论物理学家在德国有8个,美国有2个(耶鲁大学的吉布斯(J. W. Gibbs)和哥伦比亚大学的浦品(M. I. Pupin)[10]),荷兰有1个(洛伦兹(H. A. Lorentz)),英国一个也没有(剑桥大学麦克斯韦讲席的物理学家是从事实验物理学研究的(3b,4b))。理论物理学成为半独立的学科是在20世纪。基尔霍夫(G. R. Kirchhoff)对实验和理论物理都作出了重要的贡献(9b);J. J. 汤姆逊也是如此。麦克斯韦(J. C. Maxwell,4b)、玻耳兹曼、爱因斯坦和玻尔(9a),都曾发表过有实验结果的文章。在20世纪,卢瑟福(9d)和费米(9e,19c)是这一逐渐消失了的传统的代表人物。

今天,美国物理学会(American Physical Society)有36000多个会员。它是1931年成立的美国物理研究会九个分会之一。物理研究会成立时宣告:"这个学会成立的目的是为了协调以物理学为主要研究领域的各个学会的关系,同时也支持它们的出版事业。"[11]从那以后,美国物理学会成了一个不同分部的聚合体,其中包括1967年成立的场和粒子(Particles and Field)分会(场和粒子是本书的主要内容)。这个分会现有成员超过2500人。美国物理学会现在出版大约40种杂志,其中17种专门翻译苏联的文章,1种专门翻译中国的文章。各物理学分会另外还有约20种杂志。

对当今的研究来说,最重要的美国杂志是《物理评论》(*Physical Review*)。1894年出第1卷时,共有480页,包含20篇论文。1950年共出了4卷,含有447篇论文,共3167页。为了进行公正的比较,我把所有给编辑的信件以及物理学会会议上的论文摘要都排除在外。在1950年这些信和摘要与论文混在一起出版,而1894年根本没有信和摘要;而到了1980年(我的第三个比较年份)它们又分卷出版——1980年出了两卷,共2921页,含3403篇论文。1970年以后,《物理学评论》的每一卷又有四个子卷A—D。大约50年前诞生的 6

① 我发现1900的这些数字对世纪之交的物理学十分有意义。[9]

核物理学现在单独有一卷(C),由它产生的粒子和场论则为卷(D)。1980年,仅D卷就达6651页,793篇论文。

前两节所引用的一些数字只适用于美国,因为只有在这方面我才知道如何作跨世纪的比较。至于最近20多年,我倒是可以加上一些世界范围内的比较数字。这一时期又出现了预印本的中心储存器,这是一种迅速交流信息的通用方法。例如SLAC的预印本书库,每一周出版一本公告,其中按文章名称、作者和研究所分类列出所有收到的文章。每年登载的论文、信函和评论在1975年是4100件,1984年升为6100件。[1] 由此可见,说论文犹如洪流并非夸张。20世纪不仅在物理理论的内容上、实验的风格上有了根本的变化,而且在科学交流的方式上也发生了根本的变化。由于专业不断地分化,物理学已不断地变得支离破碎了(19f1)。这种现象十分普遍。在并不很久以前,有两种文化就足以引发人们的怨言。如果现在也像那时就太好了。

如上述数字所显示的那样,在写作本书的时代,一个人要想在1年中了解高能物理整体的情形,就必须每天消化17本出版物。幸运的是,要想成为一个多产的粒子物理学家还勿须如此。不时参加一些会议,经常浏览一些全面的总结性报道和SLAC的论文类目表,还有更重要的是让自己紧紧地跟随现代高度发展的口头交流的传统,这就足够了。这些能使自己与时代俱进的方法,对于现代企业同样不可或缺。但是,要在二次世界大战后从洪流般的信息中去提取那一点凝聚的知识,这仍然让人感到迷惘。我们如何在伦琴和UA1小组这两者的研究之间进行比较?伦琴单枪匹马一个人干,他连电磁辐射不能在运动方向上振动都不知道(2a),而UA1的实验则需多国财团的帮助才能实施,而且要实现的是相对论性量子场论中一个极为复杂的预言。

我能想到的最好办法是把本书分成两部分。第一部分:1895年

① 我从SLAC图书馆职员那儿得到这些数字。

～1945年时期个人的努力;第二部分:战后的回忆录。我相信,在对近一时期的历史评价尚未完善、成熟以前,我们将会看到我们这一代和下一代人的奋斗历程和回忆录。他们中有些人已经被记录下来,另一些人估计也会很快有记录。在上述两者中,我把本书第二篇作为信息储存起来,以后会有更精确的历史出现。

两部分的风格将不可避免地有所不同。第一篇包含了对现在研究起主要推动作用的部分。在第二篇所讨论的专题中,有一些已经被写进了与本书同时代的优秀书籍和报导中,并且达到了相当成熟的水平。为此,我经常作一些简要的提示,让读者去阅读文献,尤其是那些对原始贡献提供丰富参考的书。某一主题的重要性与其相关的页数没有必然联系。

作为第二篇的准备工作,我曾特别注意其他人已出版的回忆录。对于这些回忆录我不准备作任何评论,但我要说明,并非其中所有的观点我都同意,而且这些观点也常常彼此矛盾。在某些章节后所附的原始资料里,记录了所有我知道的回忆录,希望这会有助于其他人的研究。

这一章的其余部分包含本书主要论题的非技术部分,还穿插一些进一步的一般评论。那些想立即深入主题的人可以立即从第2章开始。注意:在附录中你可以找到与本书有关的进一步的指导。

(b)1895～1945年:历史

1946年6月在英国的剑桥,举行了第二次世界大战以后的第一次物理学会议,主题是"基本粒子和低温"。[12]会议期间有5次关于基本粒子的讨论。第一次由玻尔、泡利和狄拉克对于量子场论的问题和前景作了发言,接着的一次讨论了实验技术,其中包括一个有关新一代加速器的报告,这种新加速器所希望达到的能量是回旋加速器达不到的(17b,19a)。另外一个讨论的题目是核力,其中涉及中子—质子散射的计算,其能量达到前所未闻的25MeV。最后一次会议讨

论海森伯(W. Heisenberg)的S矩阵(19f5)。

8

同年9月,美国物理学会在纽约召开了一次国际性会议,讨论宇宙射线、基本粒子和加速器。"这3个看来毫不相干的主题将会在物理学总趋势中联为一体"(18a)。这次会议所讨论的内容,与剑桥会议几乎相同。在有价值的课题中,有一个报告谈到了宇宙射线中有一个奇异的粒子,其质量为电子质量的(990±100)倍[13];还有一个小组讨论了"质子一中子加速器的相对优越性",参加这个小组的有阿尔瓦雷斯(L. W. Alvarez)、劳伦斯(E. O. Lawrence)、麦克米兰(E. M. McMillan)和威尔逊(R. R. Wilson)。

本书第一篇开始于1895年,那时在类似的物理学会议上还没有人谈及基本粒子,因为基本粒子还未被发现,宇宙射线也没有发现,唯一可束缚粒子的加速器是阴极射线管,相对论和量子论也尚未出现。1945年底,物理学家们已经十分熟悉电子、质子、中子、一种中微子和一种介子了;宇宙射线已经作了丰富的研究;加速器里已经可以产生超过10MeV能量的粒子;相对论性量子场论已经有了初步研究,并得出一个成败参半的、令人迷惑的结果。

我们从两位成就卓著的科学家的两次偶然发现开始。第一个是伦琴偶然发现X射线(2a);4个月以后,贝克勒尔发现铀自发地放射奇怪的"铀射线"(2b)。这两个发现之间的时间之短,决非偶然。关于这些发现流传着许多故事,我们下面将述及的关于贝克勒尔的故事也许是其中最异想天开的一个:贝克勒尔想从一块发荧光的铀盐样品中寻找X射线,结果却发现了放射性(2b2)。

随着实验的继续,贝克勒尔对这种自发放射越来越感到惊奇,因为这种新辐射明显缺乏能源供给它能量。人们对这种"原子能"(atomic energy,1903年开始出现这一词汇(6c))的来源有无数的猜测,其中包括怀疑能量守恒原理的有效性(6b)。后来在20世纪,这一原理由于各种原因又屡遭怀疑(14d2,3)。在当今,能量守恒的意义仍然是人们议论的一个主题。[15]

贝克勒尔的发现立即吸引了新一代的物理学家们,他们正期望建功立业。年轻的玛丽·居里(Marie Curie)依靠自己的努力使贝克勒尔的发现迈出了第二步。她从科学原理的观点出发,于1898年发表了一篇文章,指出(3a),放射性是某种原子的原子个体(individual atoms)的特性,并声称,钍就是具有这种特性的一种元素。我认为这是她毕生最重要的一篇文章。根据这种对原子特性的解释,她利用放射性这一特殊而有效的工具发现了新的元素。放射化学的基本思想,使得她和丈夫皮埃尔(Pierre Curie)共同发现了钋和镭。(插入一句,"放射性"(radioactivity)这一术语是他们首次使用的)。 9

与此同时,在X射线发现几周之前,一位年轻的新西兰人卢瑟福作为一名研究生,来到了剑桥大学卡文迪什实验室。后来他成了继麦克斯韦、瑞利(L. Rayleigh)和J. J. 汤姆逊之后的第四任卡文迪什实验室主任。当他第一次在剑桥作为时不长但成果不凡的研究时,发现放射性射线有两种不同的种类:α射线和β射线。两年以后的1900年,巴黎的维拉尔(P. Villard)发现了一种穿透性更强的射线:γ射线。α和γ射线的组成,在开始的时候引起了很多疑难(而β射线的组成很快得到证实),直到许多年之后才被人们充分了解。

卢瑟福的另一个主要发现是他到蒙特利尔的麦克吉尔大学(1898年)以后作出的:在研究一种新的镭元素——钍的放射性时,他发现大约在一分钟里钍失去它活性的一半。这是第一次观测到一种表征放射性物质特性的新参量:半衰期。1900年,卢瑟福发现的半衰期,以及同年晚期由普朗克(M. Planck)发现的量子论,表明经典物理学时代的终结。他们两人在当时都没有认识到他们的发现是如何深刻地改变了科学的历程(7.1,7.4)。是爱因斯坦(A. Einstein)在1905年首先认识到普朗克假说的革命意义(7.5);还是爱因斯坦,在1917年首先理解了卢瑟福发现的精神实质,指出在卢瑟福的发现中需要从根本上修正一个经典物理学中的概念:因果性(causality)。到1927年,狄拉克提出了自发衰变基本理论(15c,6f3),证明我们永远不可能预言一个给定辐射的原子将在哪一瞬间衰变。

半衰期的思想提出了一个新问题：是不是所有的元素都是放射性的，只不过其中大部分元素生存的时间太长以致这种活性不可能被人们察觉？20世纪20年代这个问题似乎完全解决了(6d)。但到了70年代，大统一规范理论又提出了这个问题(22)。

在麦克吉尔大学，卢瑟福出版了三本书①，它们是《放射性》的两个版本和席利曼讲座(Silliman lectures)的讲义。对于想了解放射性早期历史的学生来说，这三本书都是必不可少的。在这段时期里，他的天赋、才干也表现在指导别人的研究上。但是，他对于初学者不大关心，因此他想成为新西兰高等学校的教师，是毫无希望的(17h)。有一次耶鲁大学想聘请他，他说："我为什么要到那里去？他们的作法好像大学是为了培养学生一样。"[16]

在继续描写卢瑟福进一步的研究之前，我得拾起另一个线索：第10 一个"基本"粒子——电子的发现。如同X射线和放射性的情形一样，这一新奇的发现没有理论的参与。

人们首先是从荷质比 e/m 的测量中观测到电子的存在的(e 是电子的电荷，m 是它的质量)。1896年，塞曼(P. Zeeman)在法拉第(M. Faraday)失败的地方取得了成功，他发现当光源放在磁场中时，光源发出的光谱线的确分裂了。从这时起，人们在观测中开始重视 e/m。洛伦兹立即解释了光谱分裂的效应，认为这是由于原子中带电粒子的运动引起的，并且证明这一效应的大小决定了粒子的 e/m。后来，阴极射线的组成经过长期争论，在1897年由于确定了阴极射线中粒子的 e/m 值，而终于获得解决。首先测出 e/m 的是维歇特(E. Wiechert)(4d2)，然后是考夫曼(W. Kaufmann)(4d3)和J. J. 汤姆逊(4d4)。在1899年汤姆逊测出 e 的单独值以后，e 和 m 的值就都近似地知道了，于是电子也就被发现了。过了不久，β 射线和阴极射线就被证实是同一种射线(4e)。在接下去的20年中，电子在实验证实狭义相对论运动学上起了重要的作用(4f)。

---

① 见第3章原始资料。

电子的发现是一个绝佳的例子,说明新的实验设备可以导致物理学出现重要的进展。

塞曼能够作出他的发现,得助于他使用了罗兰(H. A. Rowland)刚发明的光学高分辨率的衍射光栅(4c)。

阴极射线研究的进展也得力于真空技术的改进。19世纪30年代,法拉第作阴极射线实验时,真空管中的气压为100托(4d1);1857年,盖斯勒(J. Geissler)改进了他的水银真空泵后,气压下降到0.1托(4a)。到1880年,真空泵进一步改善,人们已可获得10^{-6}托的气压。①

19世纪30年代,法拉第研究阴极射线时,真空管的两端由软木塞封闭(4d1)。盖斯勒首先制出了全封闭式玻璃管,通过融化玻璃管两端的玻璃将金属电极插入管内。他的技术水平十分高超,能让玻璃和金属的热膨胀相匹配,所以当电极加热时不会使玻璃管破裂(4a)。

汤姆逊测量e,是刚发明不久的云雾室的第一次重要应用。

最后,当鲁姆科夫(H. D. Rühmkorff)大大改进了感应线圈(4a)以后,就可以获得10万eV的能量。他的这种线圈被当时许多重要科学家使用,法拉第晚年用过,伦琴和塞曼作出他们的发现时用过,还有许多其他人都用过。

除了实验发现X射线、放射性和电子以外,新的前沿也先后被开辟出来。这些前沿有普朗克的量子论,爱因斯坦的光量子和狭义相对论,以及在1895～1905的十年间许多非同一般的发现。其中的一些思想,将在第7章中讲述。 11

在这十年的发现过程中,还有另一面的故事。我在仔细阅读有关放射性研究的早期文献时,偶然发现了贝克勒尔与皮埃尔·居里在1901年联名发表的一篇文章。在这篇文章里他们揭示了在放射性元素发现过程中由于遭受辐射而引起的一些个人不愉快的经

① 这一数据可参见 Ref. 17.

历。[18]这使我感到好奇：人们是如何发现放射性辐射效应以及X射线辐射效应的益处和害处的呢？我从各处收集信息，还得到埃文斯(R. Evans)和托马斯(L. Thomas)的忠告。其结论放在第5章，既可以作为一个简单的旁白，又不失为新辐射早期历史的一部分。

当我们继续迈向20世纪时，有三个新主题出现了：第一个是β光谱，其次是原子结构，再次是核结构的早期思想。这一顺序也许并未遵循物理课中的逻辑顺序，但我的目的就是要表明，物理学的进化并不总是顺着逻辑的道路。

让我们从β放射性开始。这是本书的一个重要主题，它将一直伴随我们到全书的结束。

每一代β衰变的新实验，哪怕是由最好的物理学家做的，一开始总是得出错误的结论，这几乎成了一个规律。1906年，在发现原子核之前，β衰变的实验就是这样开始的。这一年，人们错误地猜测β射线是单色的(8b)，然后用β射线吸收实验来检验这一猜测。那时人们都错误地相信，β射线的强度随距离的增大而作指数的衰减(8c)。这一"定律"导致的实验结论是(8d)：β射线的确是单色的；如果不是单色的，那就说明放射源不是由单一元素组成，而是由多种活跃的元素(active elements)复合组成。1909年，实验发现指数吸收定律是错误的(8e)，由是引出了新的探索：用磁场使β射线发生弯曲，然后用照相的办法测量它的光谱。结果发现β光谱并不是单色的，而是由许多分立的光谱线组成(8f)。在1912～1913年期间，许多小组研究了这种分立的光谱线。做这些研究的人并没有意识到他们正在为核光谱学打下基础(8g)。

1914年有了变化。那一年查德威克爵士(Sir J. Chadwick)正在处理一个三类的技术问题：用计数器探测β射线在磁场中的弯曲。他的结论是：第一，β光谱是连续的；第二，分立的光谱线的叠加的确存在，但用照相的方法进行探测时过高估计了它们的强度(8h)。

这就带来了另一个问题：连续光谱是初级的还是次级的？支持

次级光谱的人认为,初级光谱部分地被诸如散射效应那样的次级光谱所冲洗(washed out)。这一争论持续到1927年,直到一个难度颇大而具有决定意义的量热学实验揭示了一个最深刻的结果:β射线的初级光谱的确是连续的(14c)。

现在我要暂时离开β衰变,转向原子和核结构的问题。 12

物质的结构,包括分子、原子、核或基本粒子的结构,大部分由光谱结构来决定。因此我们在这儿对19世纪60年代光谱定量分析最初的情形作一回顾,十分必要。为此,我们将会认识以下这些名字:基尔霍夫、本生(R. Bunsen)、埃斯特朗(A. J. Ångström)和普吕克尔(J. Plücker)(9b1)。那时氢原子光谱中的几个频率已经测量得十分精确,其精度达到5×10^{-3}。当时也已经清楚地知道,光谱是表明各个原子身份的名片,因此也是发现新元素的一种技术。此后不久即开始探索光谱的规律性,其最有价值的成果是1885年巴尔末发现的氢原子光谱公式(9b2)。巴尔末一生颇具偶然地只写出了三篇物理学论文,头两篇使他不朽,第三篇是错误的。

许多科学家都认识到,光谱意味着原子一定有结构,麦克斯韦就是首先强调这一点的许多人中的一个(9b1)。因此毫不奇怪,有关原子模型的探索早在电子发现之前就开始了(9b)。在电子发现之后,许多不同的原子模型都含有电子(9c)。

开始假定电子是静止的,这引起了一个大问题:这种含有电子的模型都是不稳定的。于是J.J.汤姆逊判定,电子应该在正电荷中转动,他证明这种模型是稳定的(9c3)。这个模型还残留一些不稳定性,但这一点也许可以用来解释β电子的发射(9c2)。但是,转动引起了一种新的不稳定性,这是十分明显的,因为转动的电子由于辐射而失去能量。稳定性的问题似乎使所有从事这一研究的人感到迷惘,但汤姆逊似乎并不为此担心(9c6)。

在正确方向上迈出第一步的也是汤姆逊。在分析了诸如X射线吸收的一些实验后,他得出一个结论(9c6):原子中的电子数量比

原先预期的要少得多。那么，原子的质量由谁来提供呢？

我们要再次谈到卢瑟福，他是唯一一位获得诺贝尔奖(1908年)之后，还能做出更伟大发现的物理学家。获奖的前一年，他由蒙特利尔来到曼彻斯特。正是在曼彻斯特，他的两个合作者于1909年发现，当α粒子在碰撞不同的元素时显示出一个令人惊讶的倾向，即粒子在反射时，会出现“大角度散射”(hard scattering)(9d)。

下面要谈到卢瑟福从事的理论物理研究。应该说，他对理论物理的看法终生持有一种含糊的观念(“一个坐在桌子后面计算某种东西的家伙，怎么能够抵上我在实验室干6个月呢？”[19])。尽管如此，在1911年他宣布：由于α粒子受到核的中心电荷(central charge)的作用，这才发生大角散射；核里集中了该原子几乎所有的质量(9d)。用粗浅的话来说：原子里几乎都是空的。

13 核的提出没有引起任何震动。开始的时候卢瑟福自己对他的发现也闭口不提，在他的论放射性一书的新版本(1912年10月)里也几乎没有提及。“事情似乎是……在卢瑟福的思想里这只是一个不太确切的猜想，还不足以成为大学教科书中的一个经过确证的合格的结论。”[20]但两年以后，他开始坚定地谈到核的概念。

在研究α散射时，卢瑟福将原子中电子的影响忽略不计。这一处理十分正确、恰当。接下来的问题是如何把电子与核联系起来。这一工作是由尼耳斯·玻尔完成的。玻尔的氢原子理论(9e6)首次将动力学和作用量子融合在一起(9e1)。

卢瑟福一玻尔的原子模型是20世纪物质结构理论的第一个坚固的桥头堡。在令人迷惑的新现象和对它们的解释之间，原来有一道裂隙，这个裂隙开始逐渐弥合；在玻尔模型提出后，这一弥合加快了步伐(10.6)。在这本书中，我只讨论玻尔在1913年处理氢原子的三部曲(trilogy)(9e6)，对其他内容只加一些简单的附注，例如：对玻尔理论的早期反响(10.1)；由这一理论引起的新的佯谬，特别是关于因果性的问题(10.2)；为解释另一个最简单的元素氦所遇到的严重的困难(10.4)；索末菲(A. Sommerfeld)的精细结构理论(10.3)；量

子选择规则(quantum selection rules)的首次引入(10.3)。最后我还要对这些变化的特征作出评论(10.5)。

与此同时,年轻的核物理科学正稳健地向前迈出了第一步。1912 年,卢瑟福已经认识到 α 衰变是一种核现象,而 β 和 γ 衰变则只是由于"电子分布的不稳定性"引起的(9d)。1913 年,玻尔提出后者也是一种核现象(11b)。同位素被发现了(11c),由此人们才明白原子序数和核电荷是两个独立的参数(11d)。1870 年就提出了周期表(11a),但直到此时,特别是对 X 射线光谱作出了成功的解释以后(11d),人们才终于明白了其中的奥秘。核参数表上加上了一个新的术语:结合能(binding energy)。

在详述了第一次世界大战期间物理学家所起的作用以后(11g),我转向卢瑟福于 1919 年提出的包含 4 个部分的论文(11h)。本书所关注的是他在文中所宣称的早期 α 散射理论对轻核不适用这一点。这一发现引起了激烈的争论。1921 年,关于 α 散射的大角度散射首次有了新的说法:偏离效应是由一种新的场强非常大的力引起的。在这里人们第一次注意到了强相互作用(11h)。

在取得所有这些进步的同时,也播下了严重混乱的种子(1913 年),尤其是当核构成的图象呈现在人们面前时更是如此。当时认为核成分包括足够的质子,它提供原子的质量,还有足够的电子用以解释原子呈电中性这一事实(11e)。这一图象看来是非常自然的,但却是错误的。量子力学将证明,这一模型会导致明显的佯谬。

相对论和量子力学是我们这个世纪在物理学中两个最了不起的成就,它们为此后 60 年所涉及的整个物质和力的理论,提供了一个框架。在这个提要里,我对 1905 年狭义相对论的诞生和 1915 年广义相对论的成功没有作任何赞誉,此后我也不对它们作任何详细的叙述,其原因是我已经在另一本书里[21],对相对论的演进作了尽可能详细的介绍。我将那本书看成是这本书的姊妹篇。但是,谈到 1925 年量子力学的诞生,我就不能再利用这个借口了。当我写到这个时期时,感到左右为难:既不能把这个题目写得太详细,也不能用几句 14

漂亮的话随意打发它，因为这样会使整个计划失去平衡。为此我决定加写一章“量子力学，短论”，在这一章里，就如题目所显示的那样，我将涉及某些要点，但并不试图将这一内容深化。这篇短论从1925年春物理学的综述开始(12a)，接下去对旧量子理论到新的量子力学的转变作了一些评论(12b)，给出了一个从1925年到1927年的大事表(12c)，接下去再对量子力学的几率解释的起因作了较详细的讨论。最后我指出：1925年再次给当时的一些主要参与者带来了某种变化(12e)。

第一篇的其余部分讨论了两个主要内容，它们有时会部分交织在一起。这两个内容是：相对论性量子力学和量子场论的形成；核物理学的进一步发展。

1925年以前的量子理论称为旧量子理论，它部分是技巧，部分是艺术。旧的第一原理已经被发现，新的尚未出现。在那些早期日子里，许多特别的规则被提出来，用以解读实验中表现出来的规律性，最终这些规则融入了量子力学。每次提到这些，都有让人难以忘怀的印象。反常塞曼效应的发现就是一个典范。当我提起这个主题的时候，我又一次用马考内的话警告自己，要珍惜真理。因此，在许多有同等重要性的进展中，我只讨论反常塞曼效应，即光谱线在磁场中的分裂与洛伦兹的预言并不相符。这样讨论有一个好处，它可以使我们很自然地走到以下重要发现的起点上：不相容原理(13b)、电子自旋(13c)和现代物理学的奇迹之一——狄拉克电子方程。

从反常塞曼效应到狄拉克方程的演进，使新量子理论从旧的量子理论中脱臼而出。量子统计也起了同样的作用。我们知道，在1924年到1926年间，狄拉克在波函数的统计和对称性之间建立了联系，从而建立了量子统计的基础(13d)。对称性的特性也促进了在量子力学中引入群论的方法(13a)。后来，在自旋与统计学之间发现了一种深刻的联系(20c3)。

15

现在将用几页篇幅讲述一下相对论性量子场论(简称场论)的历

史。这是本书的一个中心论题。我们知道,场论的第一步是量子电动力学,后者处理的是把力学系统的量子规则扩展到电磁场中去。量子电动力学体系的基础始于1927年狄拉克的两篇论文(15c)。

粒子和场的技术描述,其数学复杂性现在开始显示出一种明显而稳定的增长(15a)。用狄拉克1931年的话来说就是:“物理学稳定的进步使其理论的系统说明,需要一个不断改进的数学。”[22]

如我们预期的那样,他一定是在一个适当的机会来说这句话的。这次是在他的论磁单极的论文中。磁单极后来被证明是球面拓扑学在物理学上的首次应用。① 虽然我对此很有兴趣,却不想讨论它,因为我要忠于我的意向:不触及那些尚未获得实验证明的理论内容。

对“数学技巧”的这些较高的需求,实质上还存在一个困难,直到今天尚无法解决:如何同时满足相对论和量子力学的要求。像海森伯、泡利这样迅速成长的年轻人,也花了一年的时间才为量子电动力学寻找到答案。在他们的最终证明中,新近发现的规范不变性的原理起了重要作用。(15e)

我回过头来讲狄拉克的电子方程,这个方程既是一个辉煌的成功,同时又是引起许多问题的源头。这是因为它的解似乎太多了。经过两年的迷惘,狄拉克在1929年证明,多余的解与一种尚未见到过的粒子——正电子的存在有关。这个新粒子的质量和电量与电子相同,但电性与电子相反,是正电。这个预言以及后来正电子的发现(15f),是现代物理学最伟大的胜利之一。电子和正电子之间的关系,有时会视为物质与反物质之间的关系;反物质也就是物质,正如物质就是物质一样;只要我们记住这一点,那么“反物质”这个术语就很好,没有任何问题。

当我们近入30年代时,美国的物理学在场论的进一步发展中起到了重要的作用(16b)。在这个时期里,量子电动力学被证明既是

---

① 见参考文献23,那儿有几篇很有用处的导人性论文,其中又含有进一步的导引性文献。

一次明显的成功,又有一个明显的失误。

16 事情就是这样的,无论是当时还是现在,量子电动力学方程都不能给出任何精确的解。几乎每个人都会这样做:一步一步地利用解方程的近似过程,用微扰法展开无量纲数 $\alpha=e^2/\hbar c$ 的幂(e 为电子电荷,c 为光速)。当 α 很小(约 1/137)时,这一近似看来是一个切合实际的方法。

成功的方面:对 α 最低的近似,理论预言总是非常近似于对应的测量,其中包括电子—正电子的创生和湮灭这样的"新"过程(16d1)。

失败的方面:这些同样的效应在对 α 取更高级的近似时,肯定会得到无限大的结果。即使像 α 幂这样小的数,也会是无限大整数的乘积。因此 30 年代的困境是:为什么一个理论在近似处理时基本上是正确的,但更严密处理时却又失效了呢?

有些人相信,可以用下述方法解决这一困难。首先,修正经典理论,使它在修正后受量子力学诸规则作用时,比从前表现得好一些(16e)。但这个方法行不通。后来又提出一种办法,即重整化(renormalization),这个方法在 1936 年才正式提出(16d4),但在 30 年代已经常为人们讨论。在第二篇里我们将会知道重整化指的是什么,以及到了 40 年代它完成了什么样的任务:量子电动力学被证明比我们早先估计的要更有力量,事实上它是我们已提出的最好的场论。

原子核后来被设想为由质子和电子组成。直到 20 年后,这一模型才最终被抛弃。这一段经历可以分为三个时期。第一个时期从 1913 年到 1925 年,是前量子力学的时期。这一时期没有任何值得一提的理论支持,只有少数人提出将核数据与由亚单元 α 粒子和其他粒子组成的模型进行比较,而这些亚单元自身又被认为是由电子—质子组成。卢瑟福的一位合作者提到这一探索时说:"这个课题提供了一个广泛的研究领域,这个领域被德国人称之为 Arithmetische Spielereien(用数学办法来玩游戏),因为与其说它是增进知识,不如

说是让玩游戏的人感到愉悦和痛快。不过对这种精密的问题,说比做总是容易得多。”[24]

当人们用量子力学来讨论原子核时,真正的核理论才开始出现。这第二个时期虽然在某些方面取得了成功(14a),但也出现了一系列佯谬。每一个佯谬都起因于一个假设:把电子看成是核的组成部分(14b)。正当这一假设引起日益增多的迷惑时,另一个似乎与此无关的秘密开始引起了人们的注意:为什么β光谱是连续的?

为解决这许多的困难,需要两个新的粒子。其一是中微子,它在β衰变中与电子一起发射出来,由此可以解释电子具有一个连续光谱的实验事实。另一个是中子,它用来解决核的结构问题。质子一电子模型的第三个时期是 1932 年到 1934 年,与中子的发现紧紧相连;在这一时期,电子逐渐被逐出核的结构。 17

我们应该充分了解,在 1929 年到 1934 年期间,人们迫切希望能找到一种办法同时解决核结构和β衰变这两个难题(14d1)。这一想法从玻尔开始,他把上述复杂的奥秘看成是量子力学规律的一种挫折,特别是能量守恒定律的一种失败(14d3),这使他最终于 1936 年放弃了能量守恒的思想(14d5)。这是他第二次向这个守恒定律提出怀疑(14d2)。后来,泡利提出了中微子假说(我发现这一假说是在海森伯的一封信中被首先提到的(14d4))。这个大胆的思想假设核内有 3 种粒子:质子、电子和中微子(14d4),泡利试图用这一假设将所有困难一下子全部解决。

我们又一次进入 30 年代。这十年不仅仅为场论作了艰难的努力(如前面所述),而且核物理也取得了丰硕成果。在卡文迪什实验室,考克饶夫(Sir J. D. Cockcroft)和瓦尔登(E. Walton)首次观察到一束加速粒子(质子)产生的核过程,这也是人类第一次观察到这种过程(17b)。在伯克利,劳伦斯作为第一个加速器的建造者,开始实施具体行动,成了一代导师。这一代人到了第二次世界大战后成为许多主要实验室的领导人(17b)。人们知道宇宙射线已有 20 年的时间,它被安德逊(C. D. Anderson)和他的小组用来发现了正电子和第

一个介子(17g3)。氢的重同位素氘(17b),以及正电子、中子,都在两个月的时间里相继发现了。不稳定同位素衰变时引起的正电子发射,也被发现了(17a)。

现在进入质子一电子模型的第三个时期。为什么不立即把电子逐出核外,并直截了当地声称:核由质子和中子组成?这是因为开始很多人相信,中子自身是由质子一电子组成的(17d)。为什么会这么顽固呢?因为当时人们不明白,如果核里没有电子,那么在β衰变过程中出现的电子从哪儿来呢?费米对此作出了巨大的贡献,他把场论用于β衰变中(17e3),断言电子和中微子是在β衰变的那一瞬间产生的。只有把这一点完全弄明白之后,人们才会最终了解,中子和质子完全一样,都是基本粒子。

费米论β衰变的论文,是一篇充满新鲜观点的重要论文,为此后β衰变理论的深入发展奠定了基础(17e4),也首次为高能中微子散射作出了计算(17g1)。这些都发生在30年代。很明显,理论家们已经与中微子一起令人欣慰地成长起来,虽然还没有中微子存在的直 18 接证据——粒子物理学历史中一个独一无二的情形。1937年皇家学会举办的一次讨论[25]表达了人们当时普遍的态度:

"对中微子假说的实际有效性,人们的意见是一致的……但在获得中子存在的明确实验证据以前,中微子仍然只能是一种假说……详细的理论指出……中微子可以如此自由地在物质中穿过,以致没有任何办法探测到中微子与物质的相互作用。但即使如此,也不能以此作为中微子不存在的证据。"

直到1956年由核反应产生了强大的中微子流,人们才观测到中微子在离开产生它的地方以后与物质之间的相互作用(21e1)。

费米1934年的理论,还首次向人们暗示了W玻色子的存在(21e1)。

费米理论是30年代三大进展中的一个,它为战后物理学的进一步发展提供了基础。另两个进展是:"同位旋"(isospin)的提出,这显然是一个仅针对核和亚核层次的概念(17d,17f);另一个是汤川秀树

首次试图解决与场有关的核力(17g2)。汤川将核力与带电粒子的电动力学和光子作类似比较后,得出了新理论,论及了核力和介子(mesons)。后来发生了战争,直到战后人们才明白预言中的第一个介子并不是观察到的第一个介子。

历史部分到此结束,接下去是实录。

(c)战后年代:实录

> *实录(memoir):……3.事件的记录。如果并非旨在展现完整的历史,而只是用作者个人的或者从某特定信息源获得的知识来论述某些事件,即属于实录。*
>
> *《剑桥英语辞典》*

战争刚一结束,粒子和场的物理学立即来了个大转折,而不是继续以往走过的道路。许多崭新的东西突然涌现出来,例如新的仪器设备、合作实验探索的新风格、物质新形式的发现、新理论方法的出现,等等。

战争期间,有一些实验物理学家已经在考虑如何获得超过10～20MeV的能量,20MeV的能量在30年代后期已经由回旋加速器获得(19a)。那时已经知道[26],想超过上述能量范围,回旋加速器不可能做到,因为粒子高速运动时,我们必须考虑它们的相对论效应这一难题。如果设计新型加速器的目的只是让电子或质子(氘核、α粒子)达到更高的能量,这些效应对新一代的加速器就没有什么不利的影响。另有一些新型加速器,在40年代末以前就开始运作,例如电感应加速器、同步加速器和弱聚焦同步回旋加速器等(19a)。到1950年,许多实验室已经可以使质子束达到几百个MeV的能量。1953年,第一台产生GeV质子的科斯莫同步加速器(Cosmotron)已经准备就绪,立即可以投入运行。这样,在战后的第一个十年里,能量已经比以前超出了100多倍。

19

所有这些都需要大量的资金,因此需要开发新的财源。美国军队首先成为这样的一个财源,这是由于科学界在发展雷达和制造原子弹方面起了作用,因此军队以慈善的态度对待科学界。阿尔瓦雷斯告诉我:“战争一结束我们就从军队得到一张空白支票,钱数由我们自己填写。这是由于我们取得了如此辉煌的成功。如果不是这些成功,我们也许会成为恶棍。我们好像从来不为钱去发愁。”对纯物理学的第一次军事捐助是由格罗夫斯(L. R. Groves)将军授权签发的,这位将军是曼哈顿计划的头目(19a)。与此同时,事情变得十分明显,粒子物理学以及其他一些领域想取得进一步的发展,只靠大学自身是供养不起的。于是各个财团联合起来供应新的设备,基金可由一个或整个国家的政府来保证。1946 年成立的布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory)就是这类集团组织联合行动的第一个成果。此后,这样的机构接二连三地出现了。在西欧,CERN 在 1954 年正式成立,它由一个多国协会共同管理。苏联的杜布纳实验室(Dubna Laboratory)是另一个早期的国际联合组织。到 50 年代晚期,许多中心建造了加速器,其能量达到 10GeV(19a)。

谈到在美国的发展,可以说是一桩极其巧合的事件,常常给我留下极深的印象。在战争中获得的经验使科学家们有了准备,以应付需要联合努力的高投资研究计划。而到战后这些都成了几个领域里进行纯研究不可或缺的因素。在战前,科学也可以从许多基金里获得资助,但那时自然科学研究确实有可能在单个大学的范围里进行。1945 年以后,这种方式已经不可能了。若干年以后,有一次我与拉比(I. Rabi)讨论这些问题时,他对我说:“你们这一代人有幸成为原子弹的孙子辈和人造卫星的儿子辈。”

我还要简单地谈一谈 1953 年由加速器实验引起的一个重要进展,但在此之前要首先评论一下从同时期的宇宙射线研究之中所得到的洞见。

1911 年在维也纳一片草地(现在是一个停车场了)中完成的一个实验,给出了来自空中射线的暗示(17b)。这些早期的暗示和线

索,在探测仪被气球带上高空后得到了证实。这些气球有载人的,也有不载人的。宇宙射线特性的详细研究,还需等待探测技术的进一步提高(宇宙射线这个名字是密立根(R. A. Millikan)于1925年提出的)。第一例用云室观察到宇宙射线,是20年代后期完成的;到30年代早期,人们发现个别宇宙射线粒子的能量至少在10亿eV以上(17b)。1931年,当人们把云室放入磁场时,首次发现了宇宙射线中正电子踪迹的照片(15f)。当物理学家使用计数控制云室膨胀设备后不久,人们立即发现了宇宙射线簇射(cosmic ray showers)(17b)。 20

介子的探测是战前宇宙射线研究的最后一个主要发现。也是在这一时期,人们发现了首例证据,证实实验中探测到的介子特性与汤川假说中的介子,很难吻合:其半衰期比汤川理论预言的介子要长得多,其散射也弱得多(18b)。二战开始时的情形就是如此。到1946年人们才开始明白,事情比原来想像的还要糟:带负电的宇宙射线介子被原子吸收时,实际情形比理论的预言要弱10到12个数量级(18b)。

不到一年,另一个宇宙射线实验把问题弄清楚了。原来宇宙射线中的介子(后来称之为μ子),并不是汤川预言的介子(后来称之为π介子)。而且,不稳定的μ子是π介子经由弱相互作用衰变的产物;π介子更不稳定,但它却是强相互作用产生的,它的存在有几位理论物理学家事先作出了预言(18b)。

1947年介子的发现,标志着物质结构历史翻开了新的篇章,这一章至今仍未结束。

回想一下到此已发现的粒子吧:电子、质子、中子、一种介子、光子和预言中的一种中微子。数量真是不少了,但正如前面所提醒过的,人们再次希望这些基本粒子能够足以解释所有物质的结构和所有力的性质。质子和中子靠介子的场力将二者维系在一起,形成原子核。电子和核组成原子,维系它们的是电磁场,其场量子是光子。β衰变可以用电子一中微子辐射加以描述。那时人们不知道(现在也还是不知道),为什么这些粒子会在宇宙中出现?为什么它们的质

量各不相同？为什么它们之间相互作用的强度会是表现出的那样？诸如此类的问题恐怕还有许多。问题尽管不少，但我们仍然有一种希望，这 6 种粒子和 3 种力再加上万有引力，会将所有的一切解释清楚。但 μ 子[①]的出现是一个明显的预兆，即事态比想像的更复杂。μ 子除了是 π 介子的衰变产物还能是什么呢？现在我们已经知道 μ 子的许多特性，并把它与电子、中微子分到所谓轻子(leptons)(18a)这一粒子家族中，而且还知道了一个新的定律——轻子守恒；但即使如此，μ 子仍然提醒我们：人类对于自然界的粒子了解得多么少。正因为这一原因，物理学家很久以来就去掉了“基本”(fundamental)这一前缀，而宁愿简单地称之为粒子(particles)。

21 我打断了宇宙射线物理学的叙述，加了一段关于由 μ 子引起的理论发展的评论。μ 子发现以后，人们发现它的衰变和吸收，都可以用与费米引入的 β 衰变相似的相互作用来解释。尤其值得注意的是，这 3 种相互作用后来被统称为弱相互作用(这个名称是后来才取的)，它们有相同的强度，和共同的普遍特征(20c4)。

1948 年提出的普遍性概念，包含着 W 玻色子存在的第二个线索(21e1)。

现在回到宇宙射线。1947 年底，由于宇宙辐射的研究，人们又宣布发现了新的粒子(20a)。这些粒子的出现真可谓大大出人意料，因为物质新层次的出现没有任何预兆。这些客体开始被称为 V 粒子，它们到达地球时数量既少速度又慢，所以并没有立即引起人们广泛的注意和激动。到 50 年代这一状况改变了。宇宙射线资料的数量尽管仍然不多，却揭示出到达地球的 V 粒子有种种不同的形式：比 π 介子重的一群新介子被称为 K 介子；比质子和中子重的称为“超子”(hyperon)，质子和中子又统称为核子(nucleon)(18a)。后来人们发现，仅用质量域来定义超子是不适当的，因为我们现在知道有

---

① μ 介子(muon)被称为介子乃是历史的误会，实际它并非原来含义下的介子，因此后来统一称之为 μ 子，而不再称它为 μ 介子。——译注

些介子比核子重,所以"介子"可以说是矛盾的载体,物理学中这种矛盾体还多的是呢。更明确地说,超子是比核子更重、自旋为半整数的粒子。超子和核子现在统称为重子(baryon)(20a)。

1953年宣布在加速器实验中发现了V粒子,以此为标志,宇宙射线物理学的英雄时代一去不复返了。几年以后,有关超子和K介子的资料,不断从加速器实验里涌现出来,其涌出的速率是强度相对很低的宇宙射线无法比拟的(20a)。此后宇宙射线物理学虽然走过了其英雄时代,但它仍然继续稳步健康地向前发展,而且将来迟早还会产生一些新奇的东西。我们已提到过的加速器是一种固定靶的装置:一束射线击中一个静止的靶子。研究宇宙射线的方法就类似于这种加速器的运作。这种加速器在产生有效高能方面,无法与对撞机(以后将会讨论)相比较。尽管如此,对撞机也仍然远不能与能量最高的宇宙射线相比较,后者的能量可以超过 10^{11} GeV。"在对宇宙射线的探测中,有没有某些重要实验会独一无二呢?"[27] 宇宙射线中超高能粒子通量非常之低,但从事宇宙射线研究的物理学家和天文物理学家可能会笑到最后。

下面我们要讲的是加速器物理学。

让一种新的加速器投入运行,探测技术即使无需彻底的改动,至少也需要一些小的改进。一个早期的例子是首次观察人工制成的带电 π 介子。这次观察是在伯克利完成的,而且是在从宇宙射线中探测到它们以前。不过这儿有一个小的细节:开始谁也测不到它们(19b);但在发现中性 π 介子以后不久就测到了(19b)。这是在加速器中发现新粒子的第二个例子。半个世纪以前在阴极射线管中发现的电子,当然是第一例。 22

现在,π 介子物理学即将诞生。1951年末,物理学家已经获得第一个清晰的证据,说明在 π-核子散射中有一种共振出现(19d1)。两年后又发现了新的共振;接着新的例证迅速涌现。于是,粒子物理学一个新的、继续在演进的分支,即人们熟知的重子波谱学诞生了(19e);接着,在1961年伊始又出现了介子波谱学(19e)。

第一例介子共振的测出，得益于探测技术的一个重要新发展，即气泡室(bubble chamber)的发明。1953年的气泡室是一个$2cm^3$的云室，里面充以过热的液体。到1975年，体积为35000升的云室已经建成。自50年代末期，这些和另一些巨大的探测器的出现，再一次改变了已有的实验方法(19e)。不仅仅是加速器的制造，即使一个单独实验的实施和完成也必须有财团的帮助。数据的分析由计算机来完成，储存在磁带库里的数据必须妥加保管。一个优秀的实验的领导者现在必须具备管理技巧。

在我们对上述实验进展作了简要概述后，再来看一看理论物理学家在这一时期里干了些什么。

首先是一个好消息，量子电动力学取得了重大进展。

1947年6月谢尔特岛(Shelter Island)会议的召开，是这一进展的开始。在这个取得出乎意料的丰硕成果的会议中(这是奥本海默的原话)，我们得知在新一代的精密光谱分析实验中，对氢和其他物质所得到结果首次由观察证实，对量子电动力学重要的预言进行的修正是正确的(18a)。

在30年代我们就知道，这些修正的结果是无限大。现在由于实验所引起的期望，使这个老问题得到了比以往更大的关注。进一步的探索表明，在基本原理没有修改的情形下，所有的无限大都可以纳入一个有限常数的重新定义之中。这个程序被称为重整化。在电动力学的情形下，精确到一定位数的常数有：电子的电荷e，电子的质量m。按照理论，这两个量的小数位数是无限的，但实际应用中当然仍是用有限的。重整化在本质上是一种折衷的办法：只要e和m出现时，就只取它们的实验值。即使如此，散射和光谱线的位置仍需修正，但这些修正现在是有限的，而且可以保证对量子电动力学的有效性的测试，能够达到迄今难以企及的水平！

23　还要赶紧补充一句，这种重整化方案在技术上是精确而且很不容易的，需要分几个阶段进行。首先将它应用到α的最低相关阶

(relevant order)。这立即可以证明:至少在定量上新方案很有成效(18c)。1949 年,这个方案在 α 的所有阶都被证明有效(18c3)。

对 α 更高阶辐射修正的估价,仍在继续之中。最近的估价(α^4)完成于 80 年代早期,这的确是一个技巧的力作。它给出电子的磁矩达 9 个有效数字,而且与更精确的实验相符。这是粒子物理学所能期望的最高水平。这儿没有多少文献可以列出,我们得到这些杰出的成就应该感谢一小帮卓越的实验和理论技师们。

现在回到 40 年代晚期,介子理论在这一时期陷入了深深的困境。

这个理论包含一个无量纲的常数,它与电动力学中的 α 相似。由核力的估计显示,这一核耦合常数一定很大,大约是 15(19c1),正因为如此,核力才被称为"强相互作用"。这样,α 幂的展开在介子理论中没有对应物,而且不存在另外的方法。重整化应用到质子和中子磁矩中时,会得出荒谬的结果(19c2)。为解释 π 介子过程中涌现出的大量数据,提出了种种设想,但都遭到严重挫折(19c3)。情况比 30 年代的量子电动力学更糟,那时至少还有一个主导的近似在起作用。所有这些困难在很长一段时间里都没有得到解决。在第 12 届索尔维会议上,狄拉克和费曼(R. P. Feynman)之间的一次对话表达了那个时期弥漫的情绪。

F:我是费曼。

D:我是狄拉克。(沉默)

F:发现那个方程一定非常精彩。

D:那是很久以前的事了。(停了一会儿)

D:你现在正在研究什么?

F:介子

D:你想为它们发现一个方程?

F:很难。

D:但必须试试。[①]

由于对场论的未来缺乏一致的看法,结果在避免停滞不前的努力中出现了明显的分歧(19f)。有些人相信这个理论完全不能适用于强相互作用,并试图探索另外一些途径。另一些人则对场论的基本内容进行再次审查,以作出最后判断;这一努力导致一个几乎自洽的数学物理分支——公理化的场论(axiomatic field theory)。还有一些人仍然致力于那些有限的理论结果,这些结果即使对一个大的耦合常数仍然有效。这后一种处理方法,使人们对对称性论证的信心日益增加(19d)。所有这些努力,在粒子动力学的基本层次上都没有产生什么新的物理学洞见,但在此期间还是获得了许多重要的结果,这些结果在很长一段时间里起到了作用。

显然,介子场论的失败是一个明显的挫折,但并未导致毫无结果的消沉。事实上,50年代是异常活跃的十年,这不仅仅是因为探索了新的理论,而且大自然在这期间表现得相当友好,为我们提供了新的游艺节目。

一个巨大的困难是,为什么需要一个V粒子?这个困难一直没有解决。除此之外还有一些琐碎的问题。V粒子的产生机制是一种新类型的强相互作用,而它们的衰变又是由一种新类型的弱相互作用引起的。因此人们被这种非同一般的情况弄糊涂了。不久就明白了,当对已有粒子与新粒子一起进行有序的综合时,发现需要一些与选择规则有关的新量子数,因为这些选择规则被强相互作用、电磁相互作用遵守,但弱相互作用却并不遵守。据此,人们认为新粒子将是成对的产生(20b1)的。在引入了一个量子数——奇异数(strangeness)以后,这种产生的机制得到了相当精确和高度成功的表述(20b2)。在早期人们就认为,这种新量子数的存在,说明自旋的对

① 我那时正好坐在同一张桌子上,与以往习惯不同,我当即就将这一对话匆匆记下。

称性需要扩大到一个更高的程度，并引起强电磁、弱相互作用的序列，并体以对称性的逐渐减小。这种想法在 60 年代得以实现（下面将述及）。

奇异数的想法要求有两种中性 K 粒子存在，分别用 K^0 和 $\overline{K}^0$ 表示，它们的产生、散色和吸收特性都不相同。当对 K^0 和 $\overline{K}^0$ 的衰变特性作了详细观察以后，人们在 1954 年发现中性 K 粒子只有一种。这些结果（20b3）很有价值。通常，如果一个粒子有唯一的一个半衰期，我们就可以肯定这是一个不稳定的粒子；由这一观点衡量 K^0 和 $\overline{K}^0$，它们都不是基本粒子。几年以后由实验证实，这两个粒子都是粒子的复合体。这种独一无二的情形使得中性 K 复合体成了一个名符其实的实验室，不仅可以用它来研究粒子的特性，而且还可以研究更为一般的性质，如量子力学的合成原理。这后一研究至今仍在继续。[28]一位研究中性 K 粒子的物理学老行家说："几乎没有哪一个物理体系包含有如此之多的现代物理学要素。"[29]

新粒子的探究使物理学家越来越熟悉选择规则（selection rules）、守恒定律和对称性；关于这些规则定律，从它们引入之日起，就被认为可以应用到某些但并非全部相互作用之中。[①] 到 1956 年以后，事情发生了变化。早期人们相信对称性对所有的相互作用都适用，但后来却证明弱相互作用可以违背。这是 50 年代所有物理学进展中最令人惊讶的成果。 25

有待讨论的是以下一些与对称性有关的问题：空间反射（P），时间反转（T），以及物质与反物质相互转换，也就是人们熟知的电荷共轭（C）。那时，每一个这样的原理都有它们各自不同的历史（20c2）。到 1956 年，人们已经知道 CPT 联合操作的有效性可以从相对论性

① 这儿原文可能有误（from the day they were introduced, meant to apply to some but not to all interactions），应该是可以应用到全部相互作用而并非只能应用于某些相互作用之中。——译注

量子场论最普通的原理推出来(20c3),那时,K粒子的弱衰变暗示 P 自身可能出了什么差错,即与 P 有关的量子数——宇称(parity)可能不守恒。当然,这仅仅是可能。

跟踪这一线索,李政道(Lee Tsung Dao)和杨振宁(Yang Chen Ning)注意到在弱相互作用中,P,C 和 T 的不变性并没有被检测过,并建议进行这种检测(20c5)。半年后,许多了不起的实验证明,P 和 C 在许多弱相互作用中被破坏了,其中有 β 衰变、μ 衰变、π 衰变等(20d1)①。但 T 却没有出什么意外,仍然是对的。

由于以上这些启示,费米理论达到了更精密的水平,这在所谓"V—A理论"中有明确描述(20d4)。弱相互作用过程的动力学现在所达到的阶段,使人联想起库伦定律和毕奥—萨伐尔定律刚形成时的电磁学。人们对强力和弱力之间相互作用的了解,也有了相当的进展(20d5)。

1957年的V—A理论含有关于W玻色子存在的第三个线索(21e1)。

从1957年到1964年,人们相信新的问题可能包含一个精致的新规则:对称性与单个 C,P 和 T 无关,而与 CP"联合反转"(combined reversion)有关;而且和 T 也有关。实验似乎预示了这些原理。1964年遭到了另一次打击。原来 CP 也违背了。很快人们知道 T 同样违背(20e)了。这些新的违背在数量上很小,但非常令人迷惑。这些效应的发现者之一菲奇(V. L. Fitch)在1980年说得好:"16年以后,全世界仍然为 CP 和 T 的非不变性(noninvariance)感到惊讶。"[29]事实上,所有这些对称性的破缺清楚地表明,有两类事情我们必须进一步弄明白:对称性和弱相互作用(20f)。

① 1928年有一个由镭源引起的 β 粒子双散射的实验,很可能给出了(虽然没有确定)宇称违背的明显证据。[29]

在结束这部分历史时,我重提与狄拉克的对话①想必是合适的。"我问狄拉克,为什么他在关于量子力学的名著中没有提到宇称。狄拉克以他那特有的简单方式回答说:'因为我不相信它。'他把登在《现代物理评论》上的一篇论文[31]给我看,文中即包含了这句话。同时,狄拉克在此文中对时间反转的不变性也表示了怀疑,但4年以前,我对此没有给予足够的注意。不公正地……" 26

我们现在将进入60年代。让我们利用基本的、阐释的方法来描述标志性的进步,并从实验室里获得粒子最高能量的角度,看一看在过去的65年里我们到底走了多远,以及在余下的20多年里还有多远的路要走。

伦琴把电子加速到1/10MeV的能量,发现了X射线;接着是天然放射源,其能量可达几个MeV。以后是回旋加速器和同步加速器。在1895年到1960年之间,能量增长了10万倍,但是,还要再增长1万倍才能找到W和Z粒子。这样,从能量的角度看,我们走完了一半多一点的路程。

在描述实验和理论的进展特征时,不存在统一的简单标准。用定性的术语说,在60年代,尤其是光辉的70年代,巨大的进步彻底改变了我们对自然界物质和力的思考方法,根本改变了我们对尚未解决的问题和早期遇到的困难的认识。

在处理1960年到1983年这段时期时,我又处于与前面提到的几乎相同的困境——信息爆炸。一方面,有些刚刚过去的事件明显要求有一个合适的地位,以代替早些时候发生的事件;另一方面,立即把它们重述一遍,则既不是最好的历史形式,甚至也不是最好的实录形式。我最后决定(21a),在此时此地,为主要问题写一篇短论比

① 这儿的日期十分重要。这次谈话是在1959年,但是到1963年才在一次演讲稿中记录下来。到1963年,P违背已经知道,而T违背尚知未晓。这一讲稿后来于1968年出版[30]。

复杂的评述要好得多；而对这一时期的导评，也将相应地被限制在对主要论题作简单的评述。这样的论题有三个。

(1)60年代是新对称性的十年(21b)。来自强子波谱的线索帮助物理学家解决了长期未获解决的问题(20b1)：与同位旋和奇异数相关联的是什么样的对称性。答案原来是SU(3)的对称性(20h2)。反过来，这一洞见又导致一个重要的假说(21b3)，即所有的强子、质子、中子、介子……可以说是一些小原子，它们由新的、更精致的物质亚单位组成，即夸克和反夸克。这些亚粒子有分数电荷。人们还从来没见过单个、自由的夸克，以后也永远见不到。在70年代，这一缺憾貌似灾难，实际上是一件幸事。真是塞翁失马，焉知非福?

对夸克图象苦心经营的结果导致了对称性的进一步发展。一是“手征的SU(3)×SU(3)”对于了解弱相互作用和电磁流的本质十分重要(21b6)；二是“静态SU(6)”在使质量m≤2GeV的强子态系统化中，成为了最有用的工具(21b4)。整体来说，60年代的时尚是：为了编译信息，承认夸克迟早会有用处，但不必认真地把它当作物理客体对待。开始，在1964年以为只有3种夸克，到1985年则认为至少有6种夸克(21e6)。

27

静态SU(6)的进一步分析，使物理学家们猜想，夸克还有一种新的属性：“色”(color)。夸克的色不为零，但我们熟知的强子其色却为零，也就是说强子将色“隐藏”起来了。色与另外一种对称性有关，即“色SU(3)”，或$SU(3)_c$。后来证实，这种对称性是描述强相互作用力的决定性因素。60年代，这些零碎的想法已经收集起来了(21b7)，到70年代则将它们整理成序。

(2)加速器的设计在最后四分之一世纪出现了三个主要的方向。

1960年左右，由于磁铁的设计作了根本性的改进，利用了强聚焦原理(the strong focussing principle)(19a)，使得环形质子加速器突破了10GeV的大关。在我写这本书的时候，这种新型加速器所达

到的能量已接近 1000GeV 了。

人们早已知道的共振加速原理(principle of resonance acceleration)(17b)引起了线性加速器设计和结构的重大改进,其中最有名的在斯坦福大学,即 SLAC 的 3 公里长的电子加速器。SLAC 在 1968 年的第一轮实验中就作出了一个重要的发现,可与 60 年前观察到的 α 大角散射相匹敌(9d):高能非弹性电子一质子(或中子)大角散射,以大角度进行反射的电子比预计中的多得多。这些惊人的数据显示出一些规律("标度"(scaling)),使我们认识到,当深入到核内部探査时,如果核由几乎自由的粒子(部分子)组成,那么这些粒子最终必然要与夸克联系到一起。人们可以认为,部分子模型(parton model)是事件链条中所缺少的最后一环,它最终导致新的强相互作用理论的出现。

中微子束实验是另一个主要的新工具(21c2),它证明同样的部分子图象也可以用到中微子一核子散射中。在此之前,通过中微子束还得到另一个重要的发现:存在着第二种中微子。

第三种新加速器是对撞机。以上所得到的加速器都是靶固定的型式:一束粒子流轰击静止的靶。在这种情形下,加速粒子在沿着系统(粒子束和靶粒子)质心作无控制的运动时,其能量浪费的部分将随能量的增加而增加;当一个 100GeV 的质子击中静止的质子靶时,浪费的能量可达 85%。而对撞机则是两束粒子相互碰撞,从而省下了上述虽不是全部但也是大部分浪费了的能量。对撞机的研究开始于 50 年代。当时最先进的对撞机——CERN 的质子一反质子对撞机运作时能量达到 270GeV/束,相当于固定靶 1.5×10^5GeV(正如前面提到的)的 1 万倍。 28

这种令人惊讶的能量收益是要付出代价的:事件的发生率低。固定靶一般用金属箔,这时一束粒子击中靶的机会非常之大,比两束极度稀释气体的粒子相撞的机会大得多。这两种类型的加速器在未来的发展中,各有用途。

(3)这本书结束时的主题:量子场论的复兴。这一复兴为粒子和场论物理学的实验和理论带来了一个前所未有的高水平综合。

强和弱相互作用的理论被纳入一个全新的框架,即规范理论(gauge theories)。在这些理论中,力由场中具有单位自旋的量子来传递。每一个这样的理论都与一个特殊的对称性相关联。最早的例子是电磁场,其量子是光子,它的对称性被称为 U(1)。物理学家早就知道有无数规范理论(在(21e2)中有叙述)。但是,在实际将这些理论作进一步应用性研究时,这些理论至多是一种精美高雅的构架。后来,两个技术上的重要进展使这些理论具有了活力:一是我们在量子电动力学中已经熟知的重整化方法,在规范理论中也可以应用;二是人们认识到了对称破缺这一极其重要的方法(21e4)。

下面的新图景也已产生。

强相互作用的新理论量子色动力学是一种规范理论(21e3),它的量子是 8 个没有质量的粒子——胶子(gluons)。在这一新理论中,物质的基本单位是夸克。夸克被它们之间的作用力维系在一起,如同被一根不会断裂的弦系在一起的两个小球。当两个小球相距很近时,因为弦是松弛的,所以它们是自由的。这种状态称为渐近自由(asymptotic freedom),相当于高能、短距离的作用,与前面刚提到的部分子模型相似。这些小球不能彼此逃离,因为当弦被拉紧时,它们就受到了约束力的作用。这种特性被称为囚禁(confinement),用它可以解释为什么我们见不到夸克:强子由夸克组成,但夸克不能从强子里游离出来。囚禁理论还没有被严密地证明过,但却有很充分的理由相信它是真实的。现在在两个方向探索:计算强子质量谱和类汤川力(Yukawa-like forces),这种力把以前强子之间的力视为基本的夸克一胶子力。其他一些预言的证实(21e6),使人们现在普遍认为夸克囚禁理论基本上是正确的。

弱相互作用和电磁相互作用理论在另一个规范理论中统一了(21e4),它的对称性称为 SU(2)×U(1)。它的 4 个量子是 W^+、W^-、中性 Z 粒子和光子,前三个量子质量都很大。这个理论把所有

以前弱相互作用过程的特征都包含了进去,而且还作出了新的预言,其中最重要的就是现在人们已经知道的中性流(neutral current)。29 这新的预言虽然不能让人们洞悉一切,但却有如电磁流一样,有其基本的价值。

要想使中性流理论前后互不矛盾,需要一种新的夸克,这种夸克被称为“粲”夸克(charmed quarks)。这些夸克的发现(21e5),再次证实这一理论的方向是正确的。此后,又发现了许多粒子。现在有证据表明,有6种夸克,以及6种轻子(e,μ,τ和与它们相关的中微子)(21e6)。

W和Z粒子的胜利发现,标志这个时期的顶峰,本书亦到此结束。

不仅仅是理论预言了这些粒子的存在,而且中性流所带来的实验信息,使物理学家可以预言这些粒子的质量。这些具有相应质量的粒子的发现,使我们来到理论和实验最深层的交汇处,这是物理学历史的一个制高点。

对最近几年的情形,还有一些零散的感想。

理论和实验在相互激励时会使物理学繁荣昌盛,这样说当然是正确的,但近来两者之间的平衡却出现了一些变化,在很多(不是全部)复杂和花费巨大的重要计划中,实验越来越依赖于理论。引起这种变化的原因是基于这一事实:在进入更高能量时,物理学的推理过程越来越缺乏直观性。只需一个例子即可说明这一点:CERN的UA1和UA2实验之所以被接受和赞同,不仅仅是因为预言了W和Z这两个玻色子的存在,更令人信服的是理论预期了这些粒子的质量将在80～100GeV的范围之内。

而近来理论的发展再次出现了一个引人注目的趋势:数学技巧复杂性的日益增加。量子力学中新近被人们接受的场论方程,比早期出现的任何场方程都复杂难懂得多。探索这些方程解的多重性,哪怕是在经典层次上,也出现了至今仍然没有充分理解的问题。事

实上，强和弱相互作用的理论还仅仅是一种粗略的素描，离完成还远得很呢(22)。

不过，向新方向迈出的第一步是坚实的。粒子和场物理学最近有了新的转变，这次转变相当明确，使我们现在能以更清晰的思想回顾战后早期的发展。

核子和超子，π 介子和 K 介子，以及它们更高的共振，都是合成结构。介子一重子相互作用以及汤川力，都不再被认为是基本的，而是夸克一胶子基本相互作用在低能级时的派生效应(derivative effects)。从后者如何导出前者，仍然是一个挑战性的问题。同位旋的近似对称性和它对 SU(3)的延伸，在强子波谱和相关参数的分类 30 中仍然继续起着指导作用。不过，真正的强相互作用动力学深深隐藏在 SU(3)的色对称性之中。永远适合于描述 β 衰变和与之有关的低能弱相互作用过程的费米理论，对一种交换重矢量玻色子(heavy vector bosons)的弱相互作用场论，是一个非常好的低能近似。

在本书末简短的尾声中，列举了许多广为人们注意的新问题(22)。这些问题包括：大统一理论，这个理论将在一个更高的综合层次上，把 SU(3)的色和 SU(2)×U(1)连结到一起；还有圣杯(holy grail)：将万有引力与自然界所有其他的力统一起来。爱因斯坦对这个问题曾给予了极大的关注，以致后半生都沉浸其中，可惜由于时间太早和当时掌握的知识面太窄，他的努力没有取得什么成果。现在猜想，还有一种新的对称性，即 70 年代的另一成就——超对称性[32]，也许可以帮助我们把引力统一到当前理论之中，但目前仍如雾中看花，可望而不可及。

物理学家们就这样前进，带着许许多多的激动，不断地向前进。

同时也夹杂着许多迷惘。

简而言之，物理学家和以往一样在继续他们的道路。

References

1. M. Banner *et al.*, *Phys. Lett.* 122B, 476, 1983.
2. G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett.* 122B, 103, 1983.
3. G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett.* 126B, 398, 1983.
4. P. Bagnaia *et al.*, *Phys. Lett.* 129B, 130, 1983.
5. T. Macaulay, 'History', repr. in *Essays*, Vol. 1, p. 387, Sheldon, New York 1860.
6. T. Carlyle, 'On history', repr. in *A Carlyle reader*, Ed. G. B. Tennyson, Random House, New York, 1969.
7. H. Bloom, *The anxiety of influence*, p. 5, Oxford University Press 1973.
8. J. K. Galbraith, *N. Y. Times Book Review*, p. 55, October 21, 1984.
9. P. Forman, J. Heilbron, and S. Weart, *Hist. Stud. Phys. Sc.* **5**, 3, 1975.
10. Cf. *Minerva Jahrbuch der gelehrten Welt*, Vol. 10, 1900—1901, Teubner, Strassburg 1901.
11. K. T. Compton, *Physics Today* **5**, 4, Feb. 1952.
12. Held at the Cavendish Laboratory, Cambridge, July 22—7, 1946; Taylor and Francis, London 1947.
13. L. Leprince-Ringuet, *Phys. Rev.* 70, 791, 1946.
14. Cf. A. Sommerfeld, *Phys. Zeitschr.* **16**, 89, 1915.
15. A. Pais, 'Conservation of Energy', in *Symmetry in physics*, Proc. Sant Felice de Guixols conf. Spain, 1984.
16. H. L. Bronson, in *The collected papers of Rutherford*, Ed. J. Chadwick, Vol. 1, p. 163, Allen and Unwin, London 1962.
17. K. Eichhorn, *Schriftenreihe Deutsches Roentgen Museum*, Nr. 6, 1984.
18. H. Becquerel and P. Curie, *Comptes Rendus* 132, 1289, 1901.
19. N. F. Mott, *Notes and Rec. Roy. Soc.* **27**, 65, 1972.
20. N. Feather, Ref. 19, p. 50.
21. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Oxford University Press 1982.
22. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 133, 60, 1931.

23. C. N. Yang, *Ann. N.Y. Ac. Sci.* **294**, 86, 1977; R. Jackiw, *Comm. Nucl. and Part. Phys.* **13**, 141, 1984; J. Preskill, *Ann. Rev. Nucl. Ptcle Sc.* **34**, 461, 1984.

24. E. N. da C. Andrade, *The structure of the atom*, 3rd edn, p. 140, Bell, London 1927.

25. C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc.* A 161, 447, 1937.

26. H. A. Bethe and M. E. Rose, *Phys. Rev.* 52, 1254, 1937.

27. W. V. Jones, in *Cosmic rays and particle physics — 1978*, p. 41, AIP Conf. Proc. Number 49, Am. Inst. Phys., New York 1979; cf. further T. K. Gaisser and G. B. Yodh, *Ann. Rev. Nucl. Ptcle Sci.* 30, 475, 1980; A. A. Watson and G. B. Yodh, in *Cosmology and particles* Edition Frontières, Paris 1981.

28. Cf. W. C. Carithers *et al.*, *Phys. Rev.* D14, 290, 1976.

29. V. L. Fitch, *Rev. Mod. Phys.* 53, 367, 1980.

30. A. Pais, 'Invariance principles', in *Spectroscopical and group theoretical methods in physics*, ed. F. Bloch, North Holland, Amsterdam 1968.

31. P. A. M. Dirac, *Rev. Mod. Phys.* 21, 393, 1949.

32. J. Weiss and J. Bagger, *Supersymmetry and supergravity*, Princeton University Press 1983; P. van Nieuwenhuizen, *Phys. Rep.* 68, 189, 1981.

第一篇
1895～1945年:历史

不甘心让
它的迷茫得到证实,这
并非希律王[①]亘古不变的誓言。

M.穆尔[②]:《理性是一
件迷人的东西》

---

① 希律王(Herod,73? ～4 B.C.),罗马统治时期的犹太国王,希律王朝的创始人,以残虐闻名。——译注

② M.穆尔(Marianne C. Moore,1887～1972),美国著名诗人,诗集有《献给压路机》、《彼得》、《鱼》和《北极牛》等。——译注

2. 新射线

达姆：你是怎么想的？
伦琴：我没有想；我观察。
达姆：它是什么？
伦琴：我不知道。

(a)伦琴：X 射线

1903 年 2 月 19 日的傍晚，威廉·约瑟夫·哈末尔(W. J. Hammer)，一位工程师兼爱迪生(T. A. Edison)亲密的合作者，在纽约医学科学院作了一个报告，题目是《再谈镭》。他的演讲被简要地刊登在《纽约时报》上。[1] 这是该报第一次出现有关放射线的新闻。在演讲中，哈末尔摘用了皮埃尔·居里的一段话："他可能不喜欢呆在这间有 1000 克镭的房子里，这些物质会烧毁他的皮肤，把眼睛烧得爆出眼眶。"

1903 年 6 月 25 日，哈佛大学化学系教授理查兹(T. W. Richards)写了一封信给《纽约时报》，信中提到了"伦琴、贝克勒尔和居里夫妇，汤姆逊和卢瑟福等人发现的非常有趣的事实"。

1903 年 10 月 4 日，在为即将在圣路易斯召开的 1904 年国际电学会议作最后准备时，《圣路易斯电讯报》发表了一篇文章，标题是：《神秘的无价之宝镭将在圣路易斯展出。一粒最奇妙最神秘的金属将于 1904 年在圣路易斯一显风采》。文章还写道："它的威力将是不可思议的。依靠这种金属，可以将世界上所有的武器库摧毁。它将耗尽世界上所有积存的爆炸物，使战争从此不再发生……甚至可能用它发明出一种仪器，只要用钥匙一碰，地球就会灰飞烟灭，世界也

将由此走到尽头。”[2]

1903 年是报纸和公众开始注意放射性的第一年。不久，就有许多书籍介绍这一主题。我相信第一本书是哈末尔于 1903 年写作的《镭》。[3] 1904 年，又出版了另一本[4]，作者是斯特拉特(R. J. Strutt)，即后来的瑞利男爵第四。在这本书的前言里，我们可以看到这位作者本人也被镭的特性所激励，他说：“镭的非同一般的性质激起了超出科学界的人们普遍的兴趣。”在讨论放射性的发现时，斯特拉特评论说：“这样一个奇妙的发现竟起因于下述一系列虚假的线索，这真正是特别奇巧的偶合。人们有理由怀疑科学史上是否还能找出第二个这样的例子。”简短地说，虚假的线索是这样的(此时的论述要详细一些)：X 射线发现以后，人们有一段时间认为这种射线可能与磷光有一定的关系。铀盐发射磷光，因此人们应该(也这么做了)用实验检查铀盐的磷辐射是否含有 X 射线(当然没有)，于是奇巧的事件就发生了。这些奇特的猜想，对解释这两个发现何以如此紧紧相随很有用处：1895 年 11 月 8 日发现 X 射线，但到了 1896 年 3 月 1 日，放射性(当时没有这样命名)就发现了。基于这一事实，把伦琴和贝克勒尔两人的发现放在一章里，似乎就很自然了。这样处理也使我比较易于认识这两个人的命运的惊人相似之处。伦琴的特点是：“(他)不属于那种思想如潮涌的人……他的力量在于另一种天才……不间断地对物理观察和测量的可靠性进行批评。”[5] 这一特点与贝克勒尔颇有相似之处：“贝克勒尔对理论少有兴趣，他最有价值的特点是他那强大的坚持力，能修正错误，化险为夷。在他那罕见的、真正为证实一个理论假设而努力的过程中，这一近乎吹毛求疵的力量，终于不断地修正了他的狂热，并重新确定他的研究方向。”[6]

36

1895 年，伦琴任维尔茨堡大学物理系教授和普莱彻尔·瑞因物理研究所(Physics Institute of the Pleicher Ring)的所长。他住在研究所楼上，这儿为他和他的家庭提供了一套宽敞的住房和一个储藏

着许多好酒的酒窖。① 伦琴与妻子贝尔莎(Bertha)感情极好;他们没有孩子,收养了侄女贝尔塔(Berta Ludwig)。他们的生活很幸福,社会对他们也十分恩宠。

伦琴的主要爱好就是物理学。他发现X射线时已经50岁了。在这之前他发表了48篇论文,为他赢来了很好的声誉。1894年,由于赫姆霍兹(H. von Helmholtz)的去世,有人私下里建议让伦琴顶替柏林物理技术研究所所长一职;[9] 这个职位在德国有着很大的权力和威望,但伦琴却宁愿在维尔茨堡过那种研究和教学的生活。② 我们在这儿仅提及他早期(1870,1873年)的两篇论文,内容是研究气体比热。关于这项工作有人评论说:"伦琴在19世纪70年代初写的第一篇论文,论述的是如何确定不同气体比热的关系。这篇文章已经显示出他具有优秀科学家所应具有的基本品质:处理问题时敏锐的判断力;完成考察所需的实验技巧;锐利的批评意识。有了这种锐利的批评意识,就会考虑错误来源的最大可能范围和错误对结果的影响,还会在可能的限度内,为最终答案的确定性定义一个非常明确的限度。"[11] 1888年,伦琴由于受到麦克斯韦电位移理论的激励,提出一个问题:不带电的电介质在恒定、各向同性电场中运动时,能够激发出磁场吗?答案当然是肯定的,因为电场在电介质表面感生出一种面分布电荷。伦琴利用磁强计指针的偏转首先获得了实验的证实。[12] 洛伦兹后来把这一感生电流称为伦琴电流(Roentgen current)。[13]

37

伦琴那时的助手泽恩德尔(L. Zehnder)在谈到伦琴的工作方法时说:"当伦琴为自己确定了一个研究题目时,他常常静悄悄地、人不知鬼不觉地开始工作,不让任何人触及他的工作和想法。因此,(关于感生电流的)实验我什么也不知道,只有他自己一人清楚。但是,

① 参考文献7和8提供了伦琴年轻时代的详细情况。

② 1895年,伦琴每周坚持上5小时实验物理课和在实验室讲10小时的演示讲座。[10]

由于伦琴效应非常微弱，因此可以肯定磁强计指针的偏转一定要极为小心才能测出，因此有一天他叫我跟他一起做实验，让我从望远镜里观察。他对我说，他将做一个实验，而我将什么也看不到；而后我问他，我能不能在望远镜的十字线上看到什么。我真切地看到，指针非常轻微地向左偏转……当实验重复时，我看见同样程度向右的偏转。我的任务只是读出偏转的度数，而不允许知道伦琴在干什么，也不能够预计指针的运动是向左或是向右。伦琴想通过一位没有偏见的人观察到他希望的读数。只到柏林科学院报导了这个实验，我才知道伦琴的这一发现。"[14]伦琴的这种工作方式使他得到一个绰号："不可接近的人"(der Unzugängliche)。[15]

这种同样的保密措施，也出现在1895年11月的发现之中。

那时伦琴对赫兹(H. R. Hertz)和赫兹的学生勒纳(P. Lenard)在阴极射线上得到的结果很有兴趣，尤其是勒纳把这种射线(当时还没有认明它是电子流)从真空管引出一小段距离的方法(在第4章还会更详细地讨论这一实验)，更令伦琴关注。11月8日星期五上午，他下楼到宁静的实验室，再次重复上述实验。在实验过程中观察到的新现象，在他论述X射线的第一篇论文的起始部分作了描述[16]。这篇论文的题目是《论一种新射线，初始报告》。他写道：

"如果一个相当大的鲁姆科夫感应线圈的放电可以穿过希托夫真空管……如果再用薄的黑纸板把真空管严密地罩住，那么，在一间黑暗的房子里人们可以看到，放在真空管附近的一个涂有铂氰酸钡的纸屏将会闪耀着亮光，或者说每当感应线圈放电时纸屏就发出荧光，这种现象与涂层面向或背向真空管无关。当纸屏离开真空管2米时，这种荧光仍然可以看见。

38

很容易证明，这种荧光是放电管引起的，而不会是电路其他部位引起的。"①

---

① 我这儿用的是参考文献8的译文，其中包括这一篇和另两篇伦琴论述X射线的论文的全部英文资料。

按弗劳·伦琴的话说,那个星期五以后的日子十分可怕。她的威利总是很晚才来吃饭,而且情绪也不好。他吃得很少,根本不说话,吃了饭立即回到实验室。连他的两个助手也不知道发生了什么事。正像伦琴后来在回忆中所说,当他第一次发现他所命名的X射线以后,感到极度震惊,以致不得不一再说服自己:这种射线真的存在。“我对妻子仅仅说了一句:当人们知道我正在干的事以后,一定会说‘伦琴可能疯了’。”[17] 直到12月28日,在他完成了许多有关X射线性质的实验并确信它们的存在以后,他才把《初始报告》送到维尔茨堡物理医学协会。1896年3月和1897年3月,他再次就同一内容发表了研究报告。此后,虽然他的科学活动一直持续到1923年去世的前几天,却再没有写过关于X射线的论文了。[5]

在伦琴的第一篇论文中,他首次提到X射线照片。他写道:“我有手指骨头阴影的照片,……有放在小盒子里一套砝码的照片和指针用金属完全包着的指南针的照片;……等等。”1896年1月1日,他把《初始报告》的预印本寄给德国和国外知名的同事们。① 做完了这些事情以后,他对妻子说:“闹剧要开始了。”[14]

闹剧真的开始了。

伦琴的论文公布后不久,全世界立即激动起来,这明显归功于他的X射线照片。首次公布这一消息的是1月5日的《维勒报》。两天以后,《法兰克福报》和伦敦的《标准报》也作了报导。接着,全世界都传播着这一消息。1月16日,《纽约时报》第一次作了报导,标题是《隐藏的部分显露出来了》,很富有刺激性。2月9日,又写道:“新泽西的奇才(爱迪生)将于下周为人的头骨拍照。”(爱迪生没有成功)。在1896年这一年中,出版了至少50本关于X射线的书和小

---

① 罗默(A. Romer)教授好心地告诉我这些预印本是如何印制的。一般都限于在德国印制,主要由出版论文的地方科学会的学报印制。程序是提交一篇论文给地方会秘书,他在论文被接受后签名,然后拿到学会的印刷工人那儿,在他决定适当的版式后,立即印成小册子。

册子，以及1000篇以上的科学或通俗科学的文章。[7]1月3日，伦琴在柏林为德皇威廉二世讲述了X射线。但在其他情况下，他尽量避免公众的注意。“几天之后，我对整个事态真是讨厌极了。在各种各样的报导中，我的工作被弄得面目全非，连我自己也辨认不出来了。”[17]他拒绝记者采访，但一位美国记者达姆(W. J. H. Dam)却设法采访了他。本章开始的引文就是摘自达姆的非常有趣的采访，后来在伦琴的几本主要传记中这一采访多次被全部采用。[7,8]

科学界也立即产生了强烈的反响。国外许多知名杂志先后全文刊登了伦琴的论文，《自然》杂志于1896年1月23日刊登，《科学》是2月14日……。开尔文勋爵(Lord Kelvin，即 William Thomson)、彭加勒(H. Poincaré)和斯托克斯爵士(Sir G. G. Stokes)等著名科学家先后给他发来贺电，祝贺他取得的成功。[18]1月25日，一位叫卢瑟福的年青科学家从剑桥写信给他的未婚妻说：“(J. J. 汤姆逊)教授近来忙于用伦琴教授发明的新方法进行拍照……当然，教授正试图找到这种波的真实起因，其更大的目标是想抢在任何人之前发现物质理论。现在，欧洲的每一位教授都投入了战斗。”[19]

1月23日，伦琴在维尔茨堡物理医学协会上作了关于X射线的报告，这是他对这个题目作的唯一一次公开演讲。著名的生物组织学家科里克(R. A. von Köllicker)也是众多听众之一。当伦琴作完报告以后，“科里克建议把新发现的射线称为‘伦琴射线’。(热烈欢呼)。伦琴十分感动，表示了他的谢意。”[20]在非正式场合，伦琴可以很自如地公开表达自己的想法，但在正式谈话中他却如人们所见，总是极度地不安[21]。1901年，当他知道将获得诺贝尔奖时的反应就是一个明显的例子。在写给阿仑尼乌斯(S. A. Arrhenius)的信中，伦琴就接受诺贝尔奖一事，表示他要亲自到斯德哥尔摩去。“为演讲一事，我将请假前来，至于请假，想必可以获准。”[22]他果然于12月10日出席了瑞典科学院在音乐大厅的授奖仪式，瑞典皇太子亲自将奖章授给他。在接下来的宴会上，伦琴作了动人的演说，以表示他的感谢之情，[23]但是第二天他就回国，没有作诺贝尔演讲。当瑞典科学院

请他回去作演讲时,他表现得十分羞怯。泽恩德尔很了解伦琴的不安,于是提议陪同他去瑞典,但伦琴还是没有去,他的诺贝尔演讲也就由此缺如。[23]

1905年,在一群最负盛名的物理学家如玻耳兹曼(L. Boltzmann)、洛伦兹和普朗克的努力下,维尔茨堡的物理研究所主持发行了纪念伦琴射线发现十周年的徽章。

在晚年,伦琴还一直从事物理学研究,发表过少量文章,避免与同事们见面[5]。1923年,伦琴去世了。去世前他病过一段时间,但是没有向任何人透露他的病情。维恩(W. Wien)在《物理学年鉴》(*Annalen der Physik*)的讣告中写道:"他比任何人都知道得更清楚,大自然常常会对我们捣鬼;即使是有经验的和小心翼翼的研究者也总是处于危险中,他们常常会陷入隐匿着的、散布在大自然秘密周围的某个陷阱中。"[5] 40

在结束伦琴和他的X射线研究时,我想再叙述一下他的关于X射线的第一篇文章。

我们必须简单谈一下《初始报告》中"初始"两字的含义。它包含着伦琴收集起来的大量详细的实验信息。下面仅仅是他报导的一部分。

a)他的结论是,他所观察到的效应是由一种与阴极射线不同的射线引起的,这可以由以下一点明显看出:空气对新射线的吸收较之阴极射线来说,要弱得多。

伦琴用的有关阴极射线的数据,是勒纳于1894年在"他自己……漂亮的实验中"得到的。应该强调的是,伦琴的研究受到勒纳早期工作强烈的激励。[24]勒纳在研究阴极射线时,曾将阴极射线从产生它的真空管中引出管外;伦琴在研究他的射线时,也用过这种方法;勒纳把真空管用东西包起来,伦琴也这样试过;勒纳用过荧光物质,包括铂氰酸,以便用可见的方法来研究他的射线,伦琴也用了这种方法。勒纳注意到他的射线能使照相底片变黑,伦琴也注意到了。人

们因此有理由怀疑:为什么勒纳没有发现X射线?

我相信这个问题的答案在于:把真空管包围起来的包裹物不同。勒纳"为了预防放电时产生的光和电力泄到探测的空间",把真空管四周都用铅和洋铁皮包围起来。这些包围物的厚度没有记录,但没有理由认为它们非常薄。在勒纳的实验中,阴极射线经过玻璃管壁上一个很薄的铝箔"窗"离开真空管,然后经过包裹物上一个0.17mm宽的小孔进入探测区。因此我们几乎可以肯定,这个包裹物吸收了几乎所有的X射线。而伦琴则不同,他只用"薄的黑纸板"把真空管包住。我当然不清楚,为什么伦琴在这一点上不按勒纳的方法做,但这个细节却是发现X射线的关键所在。

b)伦琴在研究中把X射线的效应视为吸收物厚度和密度的函数;如果对晶体,则视为某些从优结晶方向(preferred crystallographic directions)的函数。

c)他还注意到除了铂氰酸钡以外的媒剂也可以发出荧光。

d)他观察到照相底片对X射线的敏感性,于是立即开始使用照相探测法。

e)从有规则阴影的形成,他认为可以作出结论,他研究的现象可以称之为"射线"。

f)他发现即使很强的磁场也不能使这种射线偏转。

41 g)当X射线穿过空气时,它的强度遵守平方反比律。

h)他想发现任何可觉察到的衍射,或有规律的反射,或偏振,但却没有发现。

伦琴在论文结尾时对X射线的本质作了一个推测,这个推测代表了一种当时流行的对电磁辐射的十分有趣的看法。他写道:

"……我们早就知道,以太里除了横向光振动以外,还可能有纵向振动,许多物理学家认为,这种振动一定存在。尽管如此,它的存在至今尚未证实,因此它的性质也还未被实验考察过。

这样,新射线能够归属于以太中的纵向振动吗?

我必须承认,在研究的过程中我越来越相信这一想法的正确性,

因此我允许自己宣布这一猜想,尽管我非常清楚这种解释还需要进一步的证实。"

这一错误的猜想证明,伦琴并不明白电磁理论的一个最基本的特性:光只能在它运动的方向上作横向振动。他提到"许多物理学家",这说明还不止他一个人不明白这一特性。的确如此,在发现X射线两个月以前,菲茨杰拉德(G. F. FitzGerald,曾于1899年"因为在理论物理学中,尤其是在光学和电动力学领域中的贡献",获得英国皇家学会的皇家奖章)在他的一篇文章中分析赫兹振荡器发射的辐射时说:"不用精细思考即可明确地知道,这些波一定有一部分是纵振动。"[25] 1896年1月15日,玻耳兹曼在一次演讲中谈到X射线时说:"在所有的弹性物体中,特别是在胶质物体中,纵波的传播速度比横波要大许多。如果这种情形对于光以太也是正确的话,那么伦琴波尽管振动周期很小,却一定会有相当大的波长。"[26]此后不久,《纽约时报》摘引了洛奇爵士(Sir O. J. Lodge)关于X射线是以太的纵向振动的意见。[27]想找到其他相似的例子并不困难,所有这些例子表明,在麦克斯韦论述电、磁和以太模型的论文发表20多年以后,人们仍然远远没有了解他的电磁理论,混乱不堪的局面随处可见。

有些怀疑伦琴猜想的人曾正确指出,X射线没有折射效应,但仍可以理解为横波,只是波长比可见光短得多;但即使是这些人也常常不能自觉地抛弃纵向振动的选择。洛伦兹对此也表现得十分暧昧。1896年他在一次报告中讲道:"无论如何,这些现象并不排除伦琴射线可以被认为是一种特殊波动的传播。"[28]曼彻斯特大学的舒斯特(A. Schuster)写道:"在这场激烈的争论中,反驳波长很短的假说其根据是没有见到折射;但是这种反驳是结论性的吗?……我无意偏好任何特别的理论,或者反对伦琴的意见(即我们最终发现了以前被忽略了的纵波)。我只是希望提出这些观点,虽然它们乍看起来违背了通常的光振动的假说。"[29] J. J. 汤姆逊也同意这种思想,认为X射线可能是横波,但偏振实验给出的又是相矛盾的证据。[30]在法国,这一争论是彭加勒(H. Poincaré)提出的。在追述了赫兹的射线和光波

42

之间的相似性后，他问道：是什么原因阻止我们这样想：X射线是这种波谱的延伸？但仍然因为折射的原因，他又否定了这个猜想。1896年3月，法国人亨利(C. Henry)正确地解释了X射线，说它是“超紫外”，并强调折射不会引出麻烦，因为波长依赖于折射率。[32]同年，J. J. 汤姆逊于10月在利物浦科学协会的演讲中总结道：“虽然没有直接证据证明伦琴射线也是一种光，但它所具有的特性，某些种类的光也同样具有。”[33]由于下面要提到的年代所作出的发现，人们接受了横波的解释：1906年巴克拉(C. Barkla)证实X射线有部分偏振[34]；1912年劳厄(M. von Laue)有一个了不起的想法，即利用晶体作为光栅来折射X射线，后来弗里德里希(W. Freidrich)和克尼平(P. Knipping)完成了第一例晶体X射线折射实验。[35]这样，这一争论最终得到解决。

(b)贝克勒尔：铀射线

1. 1896年1月20日到2月24日。“1896年3月1日，贝克勒尔发现了放射性。”①在大约30年以后，贝克勒尔的儿子金(Jean Becquerel)[36]开始整理资料，以便弄清楚在巴黎的那个阴暗的星期天到底发生了什么。为了了解那时已43岁的亨利·贝克勒尔在3月1日所做的事，我们最好回到两个月以前，看看伦琴射线的消息传到法国时的情形。

1月13日《晨报》登载了发现X射线的消息；1月25日，《画报》补充了许多细节的描述。1月27日，佩兰(J. Perrin)写出了法国的第一篇关于X射线物理学的文章。[37]文章开头写道：“我首先应该承认，我得到的信息还相当模糊，只不过从报上看到一些关于伦琴发现的报导，因此他的实验是怎么做的我知道得不太确切。”2月8日《电力照明》(*L'Eclairage Electrique*)出版了伦琴原始论文的译本。

43

① 1896年3月1日，H. B. 贝克勒尔发现放射性。

与此同时,1月20日在法国科学院的会议上,X射线成了主要的议题。两位法国科学家,奥定(P. Oudin)和巴瑟勒姆(T. Barthélémy),提交了他们的第一张手骨的X射线照片。彭加勒负责介绍有关X射线的发现,因为他接到了伦琴寄给他的X射线论文预印本,正好想利用这个机会报告一下。1903年,贝克勒尔对报告会的讨论作了如下描述:"我向我的同事彭加勒提出问题:人们能够确定这种射线从哪儿发射出来的吗?……我被告知,射线是从阴极射线击在管壁上而产生的荧光亮点发射出来的。"[38]彭加勒记得预印本上有这样的话:"根据预先设计的考察实验,我们可以确定真空管壁上最亮的荧光点,可以看成是向各方向辐射X射线的中心。"[16]

贝克勒尔还记下了他对彭加勒回答的反应。他写道:"我立即想到这种新的发射(X射线)会不会是引起荧光振动的一种表现?是不是所有发荧光的物体都能发射相同的射线?我把这种想法告诉了彭加勒先生,接着第二天我就沿着这一思路开始了一系列的实验……"[38]

1896年的1月30日,彭加勒在一篇带有科普性质的文章中[39],再次提到贝克勒尔的猜想,不过没有提到贝克勒尔的名字。他写道:"能不能提出这样的问题:所有发荧光的物体不论其荧光产生的原因,只要其强度足够的话就会发射X射线?"由于这篇文章,人们常常错误地以为,发光体与X射线之间可能有联系这一想法是彭加勒提出来的。维恩在彭加勒去世后的讣告中赞扬彭加勒对物理学的贡献时,就犯了这样的错误。①

彭加勒的文章立即吸引了人们广泛的注意。不久,法国科学院的《通报》(*Comptes Rendus*)上就登载了几篇与之有关的文章,指出锌和钙的磷光化合物可以观察到新的效应。[41,42,43]在其他出版物上公 44

① 维恩写道:"彭加勒在伦琴发现了X射线以后提出了一个重要的想法,即指出这种现象可能与荧光有关。即使这一想法并不正确,但它却对贝克勒尔的实验起了最初激励的作用,而贝克勒尔的实验导致了镭的发现。"[40]

布的一些实验结果声称，穿透性射线的存在与各种发光现象有关。有些实验研究甚至包括萤火虫。[44]

这时，贝克勒尔开始了他的研究。几周来他曾经试图用一些发磷光的物体来产生 X 射线，但毫无结果。他没有绝望："虽然有些物体使我的实验得到负结果，但我对铀盐的实验抱有很大希望，这些发荧光的物质我父亲研究过，我以前也承袭父业作过研究……在铀盐的样品中我有一些非常漂亮的硫酸钾铣钾薄片①，这还是我 15 年前制作的……"如果要上溯更早期的工作，就要离开本题，追溯贝克勒尔家族的四代物理学家。②

最早的一位是亨利·贝克勒尔的祖父安东万·塞扎尔(A. C. Becquerel)，他是一位多产的物理学家。1838 年，巴黎自然历史博物馆专门为他设立了一个物理教授的席位，他在这里一直工作到去世。他的主要兴趣在热电现象，也研究荧光，这在他的七卷本《电磁学实验论文集》(1834～1840 年)的第四卷中可以看到。他的《物理学论文集》是第一部有磷光谱图片的书(1844 年)[47]。

安东万·塞扎尔的第三个儿子埃德蒙(A. E. Becquerel)在他还很年轻的时候，就开始从事荧光研究，协助他父亲做实验。1839 年刊登了一篇相关论文，作者是父亲、儿子(那时 19 岁)和毕奥(J. B. Biot)。[48]后来，发磷光固体的研究成了埃德蒙主要研究领域，实际上在他最多产的时期，他几乎垄断了这个领域。[49]他发明了荧光计，可以测出短到 10^{-4} 秒的荧光寿命。[50]在他分析过的许多物质中，包含有铀的化合物，这是一种 1789 年才知道的元素。他第一个注意到 6 价铀盐是发磷光的物体，而 4 价铀盐则不是。[51]最令人感兴趣的是埃德蒙在 1858 年的评论："产生最耀眼荧光效应的物体是铀的混合

---

① 贝克勒尔曾把这些薄片借给一位同事，当这位同事把它还给他的那一天，他才开始研究。

② 见参考文献 45、46，其中有关于贝克勒尔家庭的详情。

物。”[52]（铀化合物的磷光性质，斯托克斯[53]研究得最为详细，他偶然地制造了一个词“荧光”。①）[54]埃德蒙的大多数研究，在他的论荧光的两卷本著作《光，它的因和果》（*La Lumière, Ses Causes et Ses effects*）(1867年)里都有记载。第一卷大部分是讨论磷光。在这本权威性著作出版以后，直到下一个世纪再没有论磷光和荧光的著作出版。[56]他的父亲1878年去世后，他成了自然历史博物馆的第二位教授。

埃德蒙的第二个儿子亨利再次重复了上述过程。亨利也是先做父亲的助手，并从此开始了他的科学事业。他最初研究过红外光谱和光被晶体的吸收；还是观察气体中旋转磁偏振现象的第一人，这一贡献受到斐索(A. H. L. Fizeau)很高的评价。[57]他的名气迅速增大，到1889年37岁时被选为科学院院士。父亲去世两年后，他又被聘为博物馆教授。他当然十分清楚自己有一种世袭的传统。他的朋友克鲁克斯爵士(Sir W. Crookes)后来写道[57]：“亨利·贝克勒尔对他家三代人在同一物理研究分支上连续工作这一奇异的事实，有着异常强烈的兴趣。这种研究的连续性使他受到一种有魅力的约束，他自然而然地跟随先辈们的足迹走去。”

亨利唯一的儿子金最后又一次重复了前辈的道路，开始是父亲的助手，联合发表文章，在父亲死后接任博物馆的职位，也被选入科学院。金从1904年开始发表文章。他最喜欢的课题是磷光，这一课题他的祖父埃德蒙也曾作过一些研究。当金于1948年退休以后，博物馆的物理教授职位在110年中第一次为贝克勒尔家族之外的人接任。金的晚年大部分时光在布列塔尼(Brittany)他的名为“射线”(*Ar Bann*)的别墅中度过。1953年去世后，科学院里贝克勒尔家族从此中止。这4位物理学家都葬在罗亚尔特(Loiret)的查梯隆

① 在早期文献里“冷光”(luminescence)、“荧光”(fluorescence)和“磷光”(phosphorescene)的使用比较任意，这从当时通行的定义可以看出，[55]冷光：不完全是因为受热而发出的光。荧光：从受激态回复到基态的体系发射的光（典型的寿命是10^{-8}秒）。磷光：系统上升到一种激发态，然后坠到一种亚稳态，直到能量足够使其回到激发态，然后再回到基态。（典型寿命为≲1秒）

(Chatillon)。

关于自己的放射性研究，亨利后来曾说："这些发现得益于父亲、祖父关于磷光的研究，没有先辈的工作我是不可能作出自己的发现的。"[57]

我们下面要讲到1896年2月，看一看亨利是如何用他的铀化合物探索X射线的。

2.1896年2月24日～3月2日。2月24日，贝克勒尔向科学院递交了这个课题的第一篇论文，题目是：《论磷光的辐射》。论文利用照片和定性技术描述，这是第一代研究的典型风格。这次研究中使用的磷光物质是磷酸铀铣钾薄片($K_2UO_2(SO_4)_22H_2O$)，"这种薄片是我15年前制出的"。[58]实验的要点，按贝克勒尔自己的话说是："我用两张非常厚的黑纸包住一张照相底片……这样，被太阳曝晒一天底片也不会感光。我在纸上放了一层磷光物质，然后整个一起放到太阳下晒几个小时。在将底片显影时，我看见了磷光物质在底片上的黑色轮廓。如果把一枚硬币，或一片金属……放在磷光物质和纸之间，那么这些物体的图象就会在底片上显示出来。"[59]这些过程，除了把真空管换成一个事先被太阳照射过的磷光源以外，与伦琴的实验安排十分相似。但是，在这第一篇论文中，既没提到伦琴，也没提到X射线。贝克勒尔的结论是审慎和可靠的："我们所论述的磷光物质发射出一种辐射，这种辐射能够穿透不透光的纸。"

46

2月26和27日，巴黎的天气不好，出太阳的时间不长，结果到下周一，3月2日，贝克勒尔到科学院报告了一个非常引人注目的发现：他一周前观察到的效应根本与磷光无关！[60]

克鲁克斯恰好"在当时不止一次访问过亨利·贝克勒尔的实验室，并帮助过亨利"，因此他叙述了所发生的事情。"他曾经计划做另一个实验，在这个实验里他在底片和铀盐之间插入一张黑纸和一个小的铜十字。当他把整个装置放到太阳底下晒时，阳光已经被云遮住了。于是他把它们放进黑暗的小橱里，以便有机会再次放到太阳

下曝晒。但是太阳几天都不露面，藏在云里。贝克勒尔不愿再等，(或者是未意识到的天才预见)，他将底片冲洗出来。结果大吃一惊，底片并不是像预期的那样什么也看不见，相反，和以前曾经暴露在强阳光之下一样，铀盐使底片强烈感光：铜十字的图象在黑色的背景上闪出白光。在这个偶然出现的实验结果的基础上，他又做了一系列实验，最后导致了重要的发现，并使'贝克勒尔射线'成了一个标准的科学词汇。"[57]

这就是3月1日星期天贝克勒尔的发现，那天巴黎上空的云仍然乌沉沉的。[61]这一事件的发生还有另一个人亲眼目睹，那就是亨利18岁的儿子金。金后来回忆说："当亨利·贝克勒尔发现轮廓图影那么清晰，甚至比一周以前的那一张还要清晰时，他感到不胜惊谔。"[62]

于是贝克勒尔再次审慎地报告了他的发现：新效应存在于"人们可能预期观察到的现象之外"；这可能是由于"不可见的磷光辐射的持续性无限地大于冷光辐射的持续性"。他现在的实验"并不与假说相矛盾，只是还没有证明"。还需要做更多的实验。

关于这次偶然的发现已经有各种各样的说法：是天才的发现或仅仅是运气？或是为了检验期望中的零结果？也许各种因素都有一点。贝克勒尔自己似乎感到这是命中注定的："他(亨利·贝克勒尔)说，这种研究在60年里一个接一个地在这个实验室里进行着，因而形成了一根链，到了适当的时机，它将不可避免地以发现放射性而终止。"[62] 47

英国物理学家汤普森(S. P. Thompson)的情形也许可以与贝克勒尔的实验相比较。汤普森由于命运不佳曾经两次失去机会：19世纪70年代他几乎发现了电磁波；1896年他几乎发现了放射性。大约与贝克勒尔在同一时间里，汤普森曾独自观察过某些铀盐使底片变黑的反应，他所用的方法实际上与贝克勒尔的丝毫不差。[63]他也曾

经将不同的磷光物质放在一张铝箔上，铝箔下放置照相底片。① 他的安排是“把整个装置放到朝阳的窗槛上，让它受到从伦敦中心后街射进来的2月阳光的照射”。[65]在他用这种方法研究的物质中，发现只有硝酸铀和硫酸铀铵对底片产生了效应。汤普森迅速告知了斯托克斯爵士，后者也立即复信，催促汤普森公布这一实验。但没过几天，斯托克斯再次写信说：“恐怕你已经被别人占了先……”，在信中他提到了贝克勒尔2月24日的论文。汤普森最终还是发表了他的报告，那是1896年7月。但他没有作出关键性的观察，他的正确的发现没有与荧光联系到一起……

3. 发现放射性以后。 对贝克勒尔的实验室曾有人作如下描述：“最让人震惊的是实验室的设备，实验仪器都是临时制作的。纸板、胶纸、玻璃板、封蜡、铜线，这些东西在人们眼前能迅速自动地组合起来，变成正好适合于解决问题的组合。一旦得到答案，这些材料又会被放到一边，或经修改以后去解答自然界的另一个问题。”[57]这就是3月3日贝克勒尔工作的环境。他非常仔细地记录下如何把铀盐重新放在一个屏蔽了的底板之上，这是那天下午4点钟的事。整个设备都被放到黑暗之中，直到3月5日下午4点半钟。他发现了与前次同样的效应，不过这次他用了不同的铀化合物。

48

最使他感兴趣的是这一效应令人注目的自发性，不需要任何“刺激”。为了进一步证实这一点，他在3月3日还设计了另一个相似的实验，不同的是把设备放在黑暗中，直到5月3日才取出观察。结果是：在两个月的时间里，新辐射没有任何可觉察的减弱。当他把置于黑暗中的时间延长到7年，这一结果仍然没有改变：“整个实验可定

---

① J.J.汤姆逊也对磷光有过兴趣：“产生伦琴射线的灯管有一个非常值得注意的特点，那就是灯管玻璃上的磷光。我由此产生一个很有趣的想法，不用阴极放电的办法而用其他办法产生的磷光，能不能激起伦琴射线呢？”这段话出现在汤姆逊1月27日的一篇论文中，同时他还报告了一种无电极灯泡的环状放电。[54]如人们所知，他没有找到证据证实他的猜想。

性地证明,这种现象是准稳定的。"[66]

这种看不见的新射线还有另一个重要的特性,它由贝克勒尔在3月9日作了报告:这种射线可以使验电器放电。[67] 3月23日,他又通报了新发现:这种效应与铀化合物的结晶态(crystalline state)没有关系;而且随铀化合物与照相底片之间距离的增大而减小。[68]

3月9日的论文中有一个结果是错的,即关于射线反射和折射性质的观察。后来的实验再次确认了这一错误,并同时证实了射线可以偏振。[69]这些结果引起了混乱,导致了悖论。1896年在皇家研究院所作的圣诞讲演中,汤普森说:"可以毫不怀疑地说,铀射线是一种紫外线之外的光。"[70]此后不久,彭加勒对X射线和贝克勒尔发现的射线作了一个比较:X射线既不反射也不折射(当时似乎如此),而贝克勒尔射线有反射和折射(或者是似乎如此)。而且,后者可以在电气石中发生偏振,"这后一特性只能属于横波,因此贝克勒尔射线是像光一样的射线。"[71]

到了5月,贝克勒尔已经清楚地知道,所有他检查过的铀盐,无论是铀盐还是亚铀盐,都有上述效应。既然只是铀盐才有磷光(如他父亲曾指出过的),因此他决断地认为,新射线与磷光之间没有什么必然联系。接着他有些犹豫了:"我想,这种效应是由于在这些铀盐中有铀元素存在而引起的,因而金属铀一定会比它的化合物引起的效应更强烈。"[72]那么,这种射线是由于元素铀引起的吗?用金属铀做的实验证实了他的猜测。

1896年末,贝克勒尔继续研究射线的吸收,这吸收被认为是物质和厚度的函数。但最令他关心的是铀射线能量的来源[73],在黑暗中铀不断地放射这种射线。"我们还不知道铀从哪儿取得它那不断发射出的能量。" 49

在1896年的诸多发现中,贝克勒尔传奇效应是这一年的高潮。对此,彭加勒曾用非常摩登的语言作过总结。他说:"由贝克勒尔家族走出的路,似乎注定要走到一个死胡同里去。其实根本不是这样。今天我们可以毫不怀疑地相信,这条路将为我们打开一条通向新世

界的道路。”[71]当提到伦琴和亨利·贝克勒尔两人时，彭加勒补充说，另外一些现象“将无疑会被发现，……并会成为一幅完整的图画，只是目前我们还只能刚刚看到它的轮廓”。

在后来的岁月里，贝克勒尔写了大量有关放射性的通讯报道，包括一本 1903 年完成的评论放射性的重要著作。[38]这年 12 月，他获得了该年度诺贝尔物理学奖的一半（另一半为居里夫妇获得），获奖原因是“由于他发现了自发放射性这一特殊的贡献”。1907 年他被选为科学院副院长，1908 年为院长；这样，他又一次踏上他祖父和父亲走过的道路。1908 年下半年，他被选为科学院终生秘书（Perpetual Secretaries）之一。此后不久，因心脏病猝然去世。

Sources

On Roentgen. The biographies by Glasser[7] and by Nitske[8] are very useful. Nitske's book contains English translations of Roentgen's three papers on X-rays. The sketch by Zehnder,[14] who worked with Roentgen for a number of years, contains revealing personal reminiscences.

On Becquerel. Many details about the Becquerel family are found in Ref. 45. Becquerel's own memoir[38] contains a detailed account of his own work on radioactivity well into 1903, and also a bibliography of his and other's work in the years 1896—1903. English translations of Becquerel's early papers on this subject are found in an anthology by Romer.[74]

The work of Roentgen and Becquerel is also discussed in a recent book by Segré.[75]

References

1. *New York Times*, 20 February, 1903.
2. Quoted in G. Jauncey, *Am. J. Phys.* **14**, 227, 1946.
3. W. J. Hammer, *Radium.* Van Nostrand, New York 1903.
4. R. J. Strutt, *The Becquerel rays and the properties of radium*, Arnold, London 1904.
5. W. Wien, *Ann. der Phys.* 70, 332 et seq., 1923.
6. A. Romer, in *Dictionary of scientific biography*, Vol. 1, p. 560, Chief Ed., C. Gillispie, Scribner, New York 1970.

50

7. O. Glasser, *Wilhelm Conrad Roentgen*, 2nd Edn, Springer, Berlin 1959; in English: same title, C. C. Thomas, Springfield, Ill. 1934.
8. W. R. Nitske, *The life of Wilhelm Conrad Roentgen*, Univ. of Arizona Press, Tucson 1971.
9. Ref. 8, p. 80.
10. Ref. 8, p. 84.
11. P. P. Koch, *Zeitschr. techn. Phys.* 4, 273, 1923.
12. W. C. Roentgen, *Ann. der Phys. u. Chem.* **35**, 264, 1888.
13. H. A. Lorentz, *Enc. d. Math. Wiss.* **5**, part 2, p. 63, Section 17, Teubner, Leipzig 1904; cf. also A. Sommerfeld, *Electrodynamics*, pp. 283—4, Academic Press, New York 1964.
14. L. Zehnder, 'Wilhelm Conrad Roentgen', in *Lebensläufe aus Franken*, Vol. 4, Becker, Würzburg 1930; published in English translation as a pamphlet by Imprimerie James Guichard, Neuchâtel 1930.
15. Ref. 8, p. 212.
16. W. C. Roentgen, *Sitzgber. physik. -med. Ges. Würzburg*, **137**, Dec. 1985.
17. W. C. Roentgen, letter to L. Zehnder, 8 February, 1896, repr. in Ref. 8, p. 100.
18. Ref. 8, p. 103.
19. In N. Feather, *Alembic Club reprint No.* 22, Livingston, Edinburgh 1958.
20. *Fräkisches Volksblatt* Nr. 19, 24 January, 1896.
21. Cf. Ref. 8, p. 162.
22. W. C. Roentgen, letter to S. Arrhenius, 16 November, 1901, repr. in Ref.

23.

23. F. Knutsson, *Acta Radiologica* 8, 449, 1969.

24. P. Lenard, *Ann. der Phys. u. Chem.* 51,225,1894.

25. G. F. FitzGerald, *Phil. Mag.* 42, 260, 1896.

26. L. Boltzmann, *Populäre Schriften*, p. 196, Barth, Leipzig 1896.

27. *New York Times*, 25 February, 1896.

28. H. A. Lorentz, *De Gids* 60, 510, 1896, repr. in *H. A. Lorentz, collected papers*, Vol. 9, p. 149, Nyhoff, The Hague 1939.

29. A. Schuster, *Nature* 53, 268, 1896.

30. J. J. Thomson, *Narure* 53, 581, 1896.

31. H. Poincaré, *Rev. Gén. des Sciences* 7, 52, 1896.

32. C. Henry, *Comptes Rendus* 122, 787, 1896.

33. J. J. Thomson, in *Sci. Amer.* 75, 328, 1896.

34. C. G. Barkla, *Proc. Roy. Soc. A* 77, 247, 1906.

35. W. Friedrich, P. Knipping, and M. von Laue, *Ber. Bayer. Akad. Wiss.* 303, 1912.

36. J. Becquerel, *La radioactivité et les transformations des éléments*, Libraire Payot, Paris 1924.

37. J. Perrin, *Comptes Rendus* 122, 186, 1896.

38. H. Becquerel, *Recherches sur une propriété nouvelle de la Matière*, p. 3, Mem. de l'Ac. d. Sci. Paris, Firmin—Didot 1903.

39. H. Poincaré, *Rev. Gén. des Sc.* 7, 52, 1896.

40. W. Wien, *Acta Mathematica* 38, 289, 1921.

41. C. Henry, *Comptes Rendus* 122, 312, 787, 1896.

42. G. H. Niewenglowsky, *Comptes Rendus* 122, 385, 1896.

43. M. Troost, *Comptes Rendus* 122, 565, 1896.

44. Cf. L. Badash, *Am. J. Phys.* 33, 128, 1965, and Ref. 38, pp. 4—7.

51 45. Lamothe, in *Conférences prononcées à l'occasion du cinquantième anniversaire de la découverte de la radioactivité*, P. 35, Muséum d'Hist. Naturelle, Paris 1946.

46. L. Badash, *Arch. Inst. d'Hist. des Sc.* 18, 55, 1965.

47. E. N. Harvey, *A history of luminescence*, p. 208, Am. Philos. Soc.,

Philadelphia 1957.

48. A. C. Becquerel, J. B. Biot, and E. Becquerel, 'Mémoire sur la phosphorescence produite par la lumière électrique', *Arch. du Muséum d'Hist. Naturelle, Paris* 1, 215, 1839.
49. Ref. 47, p. 359.
50. E. Becquerel, *Comptes Rendus* 46, 969. 1858.
51. E. Becquerel, ibid. **75**, 296, 1872.
52. Ref. 50, p. 971.
53. G. G. Stokes, *Mathematical and physical papers*, Vol. 3, p. 341; Johnson Repr. Corp., New York 1966.
54. Ref. 53, p. 289, footnote.
55. Cf. D. Curie, *Luminescence in crystals*, Wiley, New York 1963.
56. Ref. 47, p. 221.
57. W. Crookes. *Proc. Roy. Soc. A* **83**, xx, 1910.
58. Ref. 38, p. 8.
59. H. Becquerel, *Comptes Rendus* **122**, 420, 1896.
60. H. Becquerel, ibid. **122**, 501, 1896.
61. L. Badash, *Isis* **57**, 267, 1966.
62. J. Becquerel, in *Conférences* cited in Ref. 45.
63. Cf. L. Badash, Ref. 44.
64. J. J. Thomson, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **9**, 49, 1896.
65. S. P. Thompson, *Phil. Mag.* **42**, 103, 1896.
66. Ref. 38, p. 15.
67. H. Becquerel, *Comptes Rendus* **122**, 559, 1896.
68. H. Becquerel, ibid. **122**, 689, 1896.
69. H. Becquerel, ibid. **122**, 762, 1896.
70. S. P. Thompson, *Light visible and invisible*, p. 281, Macmillan, London 1897.
71. H. Poincaré, *Rev. Scientifique*, 7, 72, 1897.
72. H. Becquerel, *Comptes Rendus* **122**, 1086, 1896.
73. H. Becquerel, ibid. **123**, 855, 1896.
74. A. Romer, *The discovery of radioactivity and transmutation*, Dover, New

York 1964.
75. E. Segré, *From X-rays to quarks*, Freeman, San Francisco 1980.

3. 从铀射线到放射性

(a)居里夫妇:贝克勒尔射线

与伦琴射线的研究成果所获的高度评价不同,贝克勒尔的发现所产生的影响既不直接也不广泛。因此宣布发现了铀射线并没有引起太多的注意,贝克勒尔自己也将大部分注意力转移到当时刚发现的塞曼效应上。1897 年,只有很少几篇短小的论文涉及到铀辐射问题,其中包括 L. 开尔文勋爵[1] 和汤普森的论文。[2] 但是重要的是,那一年有两个刚崭露头角的新人开始认真思考铀射线,他们是玛丽·居里和卢瑟福。他们对这个新射线的研究标志着他们各自的科研活动的真正开始。这里选了他们早期工作的一些内容加以讨论,从中可以粗略地了解他们的光辉事业形成过程的大致概况。

伽菲(G. C. Jaffe)①第一次在巴黎的居里实验室工作是 1905 年,那时他在皮埃尔·居里和玛丽·居里的指导下进行研究。这对不平凡的夫妇给他留下了深刻的印象:"过去和现在都有许多科学家共同合作的范例,但从没有任何一对夫妻像他们那样在各自的领域内都是伟大的科学家。同样,无论在生活上和科学上,他们都能相互尊

① 伽菲后来成为路易斯安那州立大学的物理与理论化学教授。

重、爱护与支持,且保持各自独立的个性……他们的极度简朴、谦虚和对事业的奉献精神给我的印象最为深刻……他们从不炫耀他们的卓越智慧与成就……在玛丽从事寻找未知元素这样具有浪漫色彩的研究事业时,皮埃尔能够退居次席,紧密配合与支持玛丽的研究工作。"[3]

玛丽·居里原名叫玛丽·斯可罗夫斯卡(Marie Sklodowska),是一位华沙物理学教师的女儿。1891年她来到巴黎的索尔本学习物理。1894年她和皮埃尔·居里相识,第二年结了婚。那时,皮埃尔的事业已小有成就,他和哥哥保罗一雅克(Paul-Jacques Curie)一起,在电学、晶体几何学和磁场方面做了大量重要的工作。皮埃尔的论文受到他的同事、著名的物理学家开尔文的好评。皮埃尔是巴黎市属一所工业物理与化学学校的一个实验室的主任,这个职位很一般,这似乎应主要归咎于他厌恶恳求提升。正如他给开尔文的信中所写到的:"谋求职务之类的要求是多么丑陋,我不习惯此类活动,这是最大程度的道德败坏。"[4] 他死后,玛丽·居里在关于他丈夫的书中写道:"他有时说他从未感到有与人争夺的必要,这完全是真实的。没有人会和他产生争执,因为他绝不会发怒。"[4]

53

在玛丽完成第一篇关于加热后钢的磁性问题的研究论文后不久,她听说了贝克勒尔的研究工作,她与丈夫讨论说:"研究这种现象对我好像特别有吸引力……我决定承担这项研究工作……为了超越贝克勒尔已经得到的研究成果,必须采用精确的定量方法。"[4]

当玛丽·居里着手进行这项将成为她毕生的工作时,她刚度过艰难的怀孕期成为一个母亲。1897年9月12日,居里夫妇的大女儿伊伦娜(Irène Curie)出生了,几天之后,皮埃尔的母亲去世,他的父亲和他们住在一起,对他们照顾新生儿给予了很大的帮助。1898年4月12日,当伊伦娜满7个月时,玛丽将第一篇关于铀射线的论文递交给科学院。该论文包括三个主要的新观点。在描述这些新观点之前,让我先说明一下她所选用的实验技术,为此我们要从两年前说起。

X射线的发现极大地推动了电通过气体引起的气体导电性的研究。在伦琴射线发现后的几个月里,几个实验室几乎同时发现了X射线有使带电体放电的能力。卡文迪什实验室就是其中之一,J.J.汤姆逊和他的学生麦克里兰(J. A. McClelland)在那里从事这方面的研究。[6] 他们在工作过程中发明了一种新工具,即平衡板电离室(parallel plate ionization chamber)的一种早期形式。两个平行电极中的一个接地,另一个接上电源,当两个平行板之间的电介质中有X射线穿过时,他们研究此时平行板之间所产生的漏电现象。他们的一个主要发现是随着电压的升高,漏电将达到饱和。[7]①

玛丽在更精确地研究贝克勒尔现象时,采用了同样的方法。从新近的工作中她得到了定性的结论:铀射线和X射线一样可以使带电体放电。② 她决定对这种现象进行定量的研究,即通过在两个电容极板的一个板上涂上一层薄薄的铀化物或其他物质,观察获得的漏电率。和贝克勒尔一样,她的实验也是桌面实验(table-top experiment),她的电容极板间的距离是3cm,每个电容极板的直径是8cm,极间电压为100V,另外还有一个灵敏的静电计,这就构成了她做实验时所需要的一切。通过实验她得到了三条结论: 54

(1)她不仅重新证实了贝克勒尔关于铀的发现,而且发现了一个新的放射性物质:钍。"钍氧化物的放射性甚至比金属铀更强"。虽然她独立地发现了钍的放射性,但不是第一个。来自厄尔兰根的德国物理学家施米特(G. C. Schmidt)(不如玛丽那么出名)在此之前已报道过同样的结果。[10]③

玛丽还分析了"许多金属、盐、氧化物和矿物",发现它们没有放射性现象。然而,发现钍的本身足以说明新射线不仅仅和铀有关,因

① 他们早期研究可参阅J.J.汤姆逊于1896年在美国新泽西州的普林斯顿的演讲,[8] 还可参阅文献9。

② 参见第2章

③ G.C.施米特于1898年2月4日将其研究结果寄往柏林;他的论文于3月24日递交,而玛丽的论文递交于4月12日。

此"铀特性"的名称就显得太狭义了。在下一篇论文中[11]，她引入了一个更一般的名称"贝克勒尔射线"，这一名词被使用了许多年①。在这篇论文的标题里还第一次出现了"放射性物质"这个词汇。

(2)更为重要的是她在第一篇论文里的第二个结论。我们在第2章已经知道了贝克勒尔曾得出的结论：铀化合物发射新射线的能力是铀本身的一个性质。玛丽在此问题上作了更多的说明："所有铀的化合物都具有放射性，一般来说，放射性越强，化合物的含铀量越多"。

这条实验结论不如卢瑟福和索迪(F. Soddy)于1902年所得到的理论精确[13]："放射性物质含有不稳定的原子，这些原子在单位时间内有确定的部分发生衰变，②这表明由某种物质所产生的放射性不仅随物质量的增加而增加，而且更确切地说是与物质的量成正比例。然而应当注意的是所产生的放射性强度不等于所观测到的放射性强度，因为放射性射线在一定厚度的放射性材料中会被部分地吸收。(正像在以后的篇章中将要看到的那样，这种错综复杂性困扰了实验研究人员数十年。)这种情况也许可以部分地解释玛丽为什么只注意到了放射性随铀数量的增加而增加，而没有注意到二者之间的比例关系。但是，仅仅9个月后她就获得了正确的结论！

55

在1898年12月提交的一篇论文中[14](她是作者之一)，这样提到了她4月发表的论文："**我们当中的一个人(玛丽·居里)已经证明了放射性是单个原子的特性**"。这是历史上第一次明确地表明放射性与单个原子有关。上节我们所提到的理论的发现者之一索迪于1920年正确地提醒读者注意"玛丽的理论——放射性活动是原子的内部特性。"[15]

(3)1898年4月的论文清楚地表明了玛丽的洞察力——根据铀

① "超磷光现象"这个名称曾短期用于文献中，但是玛丽认为这个术语"容易对射线本性得出错误的想法"。[12]

② 参见后面的第6章。

含量的增加而引起放射性的“正常的”(normal)增加量,就足以定量地判定沥青铀矿(富含铀氧化物)和一种含硫铀矿(富含氧铀磷盐酸)的放射性很反常:“它们的放射性比铀本身的放射性还要大许多。这个事实非常值得注意,它使人们相信这些矿物质中含有一种比铀的放射性更强的元素。”[5] 根据这个推测,她引入了一个极重要的新的物理概念:**放射性是一种发现新物质的方法**,这是她第一篇论述放射性的论文中的三个主要观点中的最后一个。

她的下一个任务明确了:证实关于新元素的想法是否正确。“我迫切希望以尽可能快的速度证实这个假设。由于皮埃尔·居里对这个问题非常感兴趣,他暂时放弃了在晶体方面的研究工作……和我一道进行研究。”[4] 他再也没有回到原来的事业上。他们用普通的化学方法共同对沥青铀矿进行处理。1898 年 7 月他们宣布:通过铋的催化作用,他们已经能分离出一种产品,这种物质的放射性是铀的 400 倍。“我们相信这种产品……含有一种还没有观测到的金属……我们为它命名为钋,这是为了纪念玛丽·居里的祖国波兰。”[11]

10 月 17 日,玛丽在她的私人笔记中写到:“伊伦娜可以很稳当地行走了,不再爬行。”[16]

对沥青混合物的分析仍在继续,皮埃尔所在学校的一个实验室负责人贝蒙特(G. Bémont)为他们夫妇的科研工作提供了帮助。澳大利亚政府向他们提供了 100 公斤(据认为没有商业价值)从约阿希姆斯塔矿运来的沥青渣。在分离过程中仍然主要采用化学方法。他们在一个破旧的、甚至无法遮风避雨的工棚中工作,这个工棚就在皮埃尔学校的后院。[3] 这些工作也不再是桌面上的简单操作,正如玛丽后来记述的那样:“这项工作非常累人,需要不断地将各种容器搬来搬去,倒取溶液,而且经常要一连几小时地用一根铁棒搅拌锅炉里沸腾的物质。”[4] 1898 年 12 月 26 日,他们宣布,利用钡进行沉淀的方法,他们从沥青中提炼出了另外一种放射性物质:镭。这个发现引起了卢瑟福的注意:“从这种元素中自发产生的辐射是如此强烈且引人注目,不仅最初对这种辐射难于解释,而且更重要的是,它的重要性 56

更为显著了。”[17]

1899 年 1 月 5 日，玛丽又在她的私人笔记中写到：“伊伦娜已经长了 15 颗牙了。”

镭使公众对放射性有了更大程度的了解，但随之而来的名誉打乱了居里夫妇所深爱的宁静生活，使他们不能集中精力进行思考。它使“灵感的火花熄灭了”。[4]

皮埃尔发现的压电学实验定律及磁学中著名的居里温度，是他对物理学领域杰出贡献的实例。他和他的妻子一道在放射性问题上做了许多实验，但是根据所能找到的已出版的论文判断，孜孜不倦甚至着迷的玛丽应该被视为放射性化学的主要创始人。从以上所详细述及的她在 1898 年 4 月发表的论文来看，这一点是很明确的，至少我这样认为。

就居里夫妇的事业而言，1898 年是辉煌的一年，然而，还有更重要的工作等待着他们去完成：通过艰苦的努力以阐明他们的早期发现。

后来的状况是：1900 年皮埃尔被任命为索尔本的助理教授，而玛丽则在一所女子高中任教。由于玛丽仍在继续进行紧张的科研与教学工作，直到 1903 年才完成博士论文。这是一份包含着她最新成就的杰出的工作报告。7 月 25 日，玛丽以“极优”的评语获得了博士学位。对她来说那一天是值得纪念的一天，因为她不仅获得了学位，而且那天晚上她第一次遇见了卢瑟福。

1903 年 11 月，居里夫妇得知他们将和贝克勒尔一起共同获得当年的诺贝尔奖，授奖的原因是“他们在贝克勒尔教授发现的放射性现象的共同研究工作中，做出了特殊的贡献”。《纽约时代》杂志于 1903 年 12 月 11 日发表了有如下内容的评论文章，评价获得诺贝尔奖的居里夫妇：“据信镭的发现者不像人们所想像的那样从工作中获得了许多物质利益，因此他们的遍布世界的崇拜者在得知他们获得了诺贝尔奖以后都非常高兴。”

居里夫妇没有亲自去参加授奖仪式,一方面是他们身体不好,同时也因为工作太忙。当 1905 年 6 月他们去斯德哥尔摩时,只是皮埃尔发表了一个获奖演说,而她的妻子则坐着旁听。1904 年,索尔本学校为居里设立了一个特殊的教席。

在生命的最后几年,皮埃尔显然在承受着由辐射所引起的病痛。1906 年 4 月 19 日,皮埃尔不幸去世,那年他还不到 47 岁。妻子玛丽描述了那一天所发生的一切:"在他穿过道芬大街时,被一辆来自 57 旁纽夫的马车撞倒,车轮从他身上压过。头部受到重创导致立即死亡。他的亡故使得建立在这个美好生命上的一切希望随之破灭了。在永远无法再去的实验室里,他从乡下带来的水仙花还没有凋谢。"[4] 皮埃尔的全部成果于 1908 年出版。[18] 在书的序言里,玛丽又写到了他们深入研究的计划被完全打破了。她用极其精确的法语表达了她此时的心情,大意是:"命运本不应如此,但我们不得不向不可思议的命运裁决低头。"

玛丽的小女儿伊芙(Eve Curie)记述过此事给她母亲带来的深深的悲伤,并说接下来的几年里母亲在说话时都尽力避免说到皮埃尔。[16] 伽菲为我们留下了他对玛丽在 1911 年的印象。那年他作为一名卡内基学者又在玛丽的实验室工作了一年。他写道"旁人仅仅看到并钦佩夫人巨大的克制力,并不知道这种自我抑制和镇静的背后发生了什么,这些都成了玛丽自丈夫死后的特征。"[3]

皮埃尔死后不久,玛丽被任命为丈夫在索尔本的继任者。在那具有 600 多年历史的值得尊敬的学院里,任命一位女教授还是第一次。巴黎报纸将此事作为一个重要事件来报道。1906 年 11 月 5 日,星期一下午 1 点 30 分,玛丽开始了她的就职演说,她什么也没说,只是接着皮埃尔最后一次讲座中止的地方——放射性——继续往下讲。

1911 年,玛丽·居里的生活遇到了两起突然事件,一件使人感到羞辱,另一件则是令人振奋的。

那年秋天,法国报纸上出现了小道消息,用引用私人信件的伎俩断言玛丽·居里(一个寡妇)和物理学家朗之万(P. Langevin,一个已

婚的男人)之间很可能存在暧昧关系[19]。11 月,她得知将被授予1911 年的诺贝尔化学奖,以表彰她在化学发展中所起的作用:发现了化学元素镭和钋,镭的性能的确定和分离出纯金属镭,以及对这一著名元素的化合物的研究。[20]1911 年 12 月 11 日,她在诺贝尔演讲中回忆说许多发现都是“皮埃尔和我共同合作的结果,……尽管将纯镭从它的盐中分离出来……这项具体的化学工作由我完成,但是它和我们共同的工作有着紧密的联系……因此我感到……我们的共同工作是使我获得这么高荣誉的原因。这也是对皮埃尔·居里最崇高的纪念。”[20]

58 在第一次世界大战期间,玛丽·居里组织并参加了许多用于诊断和治疗的放射性工作。1922 年 5 月她被聘请为国际文化合作委员会的成员。此后的许多年里她都积极参加该委员会的活动。

在授予她的所有荣誉中有各种科学博士、医学博士和法律博士。同时,她还继续自己的研究活动。她总共发表了约 70 篇论文,最后一篇发表于 1933 年。之后不久,她就病倒了,很快在豪特莎伏耶(Haute Savoye)的一个疗养院去世,时年 66 岁。逝世消息报导如下:“玛丽·居里于 1934 年 7 月 4 日在桑歇鲁莫斯(Sancellemoz)去世。所患疾病是带有发烧症状的急性恶性贫血症。骨髓没有反应,可能是由于长期的辐射积累造成损伤所致。”[16]她被葬于西奥镇(Sceaux),在她死去的丈夫身旁。

(b)卢瑟福:α 射线和 β 射线

剑桥大学的一个委员会在 1869 年 4 月 27 日提交的一份报告中建议道:“应当在学校里建立一种可称之为实验物理教授的职位……实验物理教授的主要任务是传授和演示热力学、电学和磁学定律。”[21]1871 年 3 月 8 日,麦克斯韦被选为第一任实验物理教授,这就是日后广为人知的卡文迪什教授。1871 年 10 月 25 日,即卢瑟福出生还不到两个月时,麦克斯韦发表了他的就职演说。“有一种观点似

乎已经广为人知",麦克斯韦优美流畅地说道,"所有重要的物理常数都将在几年之内被估算出来。到那时留给科学工作者的唯一任务就是对这些常数进行测定,将其测定结果精确地从一个小数位提高到另一个小数位……但我们无权认为创造的宝库已经枯竭,也无权认为不断涌现新思想的富沃之地不能再开垦"。他鼓励他的听众要献身于他们的事业:"一个将精力集中在他的工作上的人,总比工作与工作目的无直接关系的人更能取得进步。"[22]

麦克斯韦还成为了卡文迪什实验室的第一任负责人,这个实验室是在麦克斯韦的监督下花费了 8450 英镑,于 1874 年 6 月 16 日正式移交给剑桥大学的。这件事在《自然》杂志的头版作了报导:"具有科研天赋的麦克斯韦教授将把这个实验室对剑桥大学所有进行研究的学生们开放。如果没有弄错的话,不久他就会使这个实验室在英国科学界变得非常引人注目。"实验室陈列的仪器包括:一个电动机、一个象限静电计、三个反射电流计、一台玻璃壳电学仪器和一台硬橡胶壳电需仪器。[23] 59

1879 年麦克斯韦不幸过早去世以后,瑞利勋爵接替他成为第二任卡文迪什实验室的负责人,1884 年 J. J. 汤姆逊又接替了瑞利。J. J. 汤姆逊任实验室负责人的时期正是下面我们要讨论的时期。

那时,J. J. 汤姆逊埋头于气体导电问题的研究。他已经初步形成了 X 射线感应导电机理的观点:"在射线穿过物质的地方……似乎伴随着这种物质的分子的分裂,从而使电能通过这种物质,这个过程与电流穿过电解质的过程很相似……[24](我们或许可以)认为这种电的传导过程和电解质导电一样,气体被伦琴射线电离了。"[25]然而在理论和实验上还有许多工作要做,以便将这个观点建立在一个更加定量的基础上。正是在这一阶段,他求助于半年之前就来到卡文迪什实验室工作的卢瑟福,邀请他对这些难题进行研究。他们的合作开始于 1896 年复活节。

卢瑟福出生于新西兰南岛上的纳尔逊城附近的一个农场里。他在新西兰接受了早期教育。1893 年他获得基督城的坎特伯里学院

的硕士学位。在那里他受到赫兹根据麦克斯韦理论于1888年发现的电磁波的鼓舞，开始从事科学研究。他致力于研制一种电磁装置，并成功地使这种装置探测到电磁波。他的头两篇论文分别于1894年和1895年发表于《新西兰科学学报》(*Transactions of the New Zealand Institue*)上。1895年，他获得1851年博览会赠给新西兰政府的一笔优胜奖金。之后，他便带着他的探测装置到了卡文迪什实验室。到达剑桥大学后，他继续从事无线电波的探测研究，并且不久以后就能够从1公里远的距离收到信号。正是由于这项研究，他立刻给人留下深刻印象，那时有一位年轻的剑桥学生这样描述他："从安提玻斯(Antipodes)来了一只兔子，他在挖很深的洞。"[26]

卢瑟福到达卡文迪什实验室的时间真是再幸运不过了：刚好在伦琴射线发现之前的一个月，而这时该大学的一项管理制度刚刚生效，根据这个制度其他大学的毕业生可作为研究生被剑桥大学接纳。这是一个新规定，卢瑟福是这些学生中的第一人。

1896年，汤姆逊和卢瑟福共同对X射线使气体电离进行研究，后来汤姆逊说："为了测量和这个主题有关的各种各样的基本的(物理或化学)量，卢瑟福设计了非常巧妙的方法，并获得了非常珍贵的结果，这些结果有助于丰富这一主题的实质内容。而在此之前它只是描述性的。"[27]这项有关电离和再复合的工作成为一项经典的工作，[28]因此后来卢瑟福被吸引到贝克勒尔射线的研究上来并不奇怪。他第一次提到"铀射线"的电离特性是在他于1898年2月完成的一篇论文中。

60

卢瑟福关于这个主题(即贝克勒尔射线——译注)的早期研究是在卡文迪什实验室进行的，但其研究成果是在1898年9月去了加拿大后才发表。这时他被聘为位于蒙特利尔的麦克吉尔大学的教授，有500英镑的年薪。本来他并不想离开剑桥，但他自从离开新西兰时就有结婚的打算，因此，希望有更好的收入。到了麦克吉尔后，他给未婚妻写信说："他们期望我做更多的创造性工作，并创立一个研究所，让美国佬不再神气。"[30]1900年他回新西兰结了婚。1901年，

这对夫妇唯一的孩子玛丽(Eileen Mary)出生了；她后来嫁给了物理学家否勒(R. Fowler)。玛丽后来的早逝对卢瑟福是一个沉重的打击，也使他和他所深爱的4个外孙的关系更加亲密。

现在我们把注意力转向卢瑟福关于贝克勒尔射线的第一篇论文，[31]它标志着他一生的研究工作的真正开始。论文中他证实了三个重要事实：

a)贝克勒尔曾经深信其存在的折射和偏振实际并不存在(有一些散射、反射，但证明是较次要的效应)。不久之后，贝克勒尔也赞成这条结论。[32]

b)气体放电(的过程)是由于有带电离子形成。

c)贝克勒尔射线不只一种。他的吸收实验表明：铀辐射是复杂的，目前至少有两种不同类型的辐射：一种是易被吸收的，可以简单地称之为α辐射；另一种更具穿透性，称之为β辐射。

根据α射线和β射线的吸收特性，现在我们知道了当初在贝克勒尔实验中①黑色封皮太厚，以致于将所有的α射线都吸收掉，这样，贝克勒尔原来看到的只是β射线的效应，而产生这些β射线的不是铀，而多半是它的第一个裂变产物钍-234。

牢固地建立起下面的概念花了十年时间，即α射线是由4倍于氢原子重量，且带有两个单位正电荷的粒子所构成，即由两次氦电离而形成。要知道人类直到1895年才弄清楚地球上存在氦元素。那是在α射线发现前不久，拉姆西[33](Sir W. Ramsay)惊讶地发现，[34]氦存在于含铀的矿物中。“当Sir W. 拉姆西和索迪[35]检测到镭释放出的气体，并且发现氦是镭转变中的一种产物时，有关氦的物理和化学特性的测试……才完成了。”[36]因为氦存在于几种含铀和钍的矿物中，所以α射线和氦之间的某些联系看起来是合理的，但还不能就此确定。 61

有一段时间人们认为α射线是中性的，因为它们在电磁场中看

① 参见第2章。

上去不发生弯曲，但卢瑟福于1903年最终发现，α射线在强磁场中发生弯曲并带有一个正电荷。[37]他随后对由钋发出的α粒子和镭发出的α粒子的e/m是否相同产生了疑问。“在这一关键问题上需要进一步的实验证据”，卢瑟福在1905年这样评论道[38]。还有人提出，也许α粒子开始是中性的，但在后来的碰撞中“因为抛出了电子”而获得一个正电荷。[39]不久人们就明白了e/m是唯一的，并在1905年明确地确定α粒子是“在从镭原子中分裂出的那一刻获得电荷的”。[40]

确定α粒子的实际带电量仍花费了很长时间。1905年的情况如下[41]：“假设α粒子所带电荷和氢原子所带电荷相同，则α粒子的质量大约就是氢原子质量的两倍。”这个假设接近正确的e/m。

卢瑟福一直致力于α射线的研究。我将绕开他的各种各样的试验，直接转到“α粒子的本质”[42]上来。这个结论是在他与盖革(H. Geiger)于1908年联合发表的一篇论文中提到的：“从一般的观点看，一个氢原子(即一个质子)所携带的电量是电学的基本单位……这个证据有力地支持了这样一种观点：α粒子所带的电量等于$2e$。”经过将近十年的实验，卢瑟福终于说明了α粒子到底是什么：“我们可以下这样的结论：**一个α粒子就是一个氦原子**，或者更精确地说，**失去正电荷的α粒子就是一个氦原子**。”在和罗伊兹(T. Royds)于1908年11月合作完成的一篇论文中，[43]他进一步强调说：“我们能够明确地得出结论……α粒子是一个氦原子。”他们已经证实，当放电穿过装有镭辐射出的α粒子的容器时，出现了典型的氦光谱。

在前面提到的卢瑟福-盖革论文里，发现α粒子电荷值为$2e$，即是9.3×10^{-10} esu，因此$e=4.65\times10^{-10}$ esu，这是相当精确的结果(现在$e=4.803\times10^{-10}$ esu)。伊夫(A. S. Eve)记录了他和卢瑟福就这个结论的一次重要的讨论：“他(指卢瑟福)所发现的单位电荷值是非常令人惊讶的，因为它比早期有关α粒子电量试验中获得的有意义的数据提高了36%。当我坚持卢瑟福的结果肯定是错误时，他指出8年前普朗克就得出了和他相似的数据。的确，不可思议的普朗

克早在研究发热物体的辐射分布结果时……就获得了这个非凡的电荷值!”[44]我从其他地方了解到[45],普朗克从他的辐射定律出发,最终在 1901 年得到 $e=4.69\times10^{-10}$esu(可参见第 4 章)。爱因斯坦在提到卢瑟福一盖革结果时,曾经称这个结果是普朗克所得 e 值的“杰出证明”[46]。 62

“α 粒子是……卢瑟福的宠物……并且他使它们发挥了多么大的作用!”他的一个同辈人后来这样回忆道。[47]下面我们要转向其他研究项目了。

关于 β 射线本质的讨论将留到下一章。在此我简短地总结一下 γ 幅射,以此结束本章。1900 年维拉尔(P. Villard)在巴黎师范学校化学实验室工作。他用照相法观察到:镭是“使辐射具有穿透性”[48]的源泉。这个结果很快被贝克勒尔所证实。[49]维拉尔发现了 γ 幅射,并立即发现这些射线不会被磁场弯曲。两年后,卢瑟福猜测[50] γ 射线或许是一种硬的 β 射线。这个观点随着帕邢(F. Paschen)在超强磁场中对它们运动行为的研究,变得越来越站不住脚了。帕邢的结论是:如果这些粒子带有电荷,那么它们的质量至少应是氢原子的 45 倍以上。[51] γ 射线和 X 射线相似的证据在不断地增多,但直到 1912 年卢瑟福仍谨慎地写道:“到目前为止还没有明确的证据使人相信:X 射线和 γ 射线是两种根本不同的辐射。”[52]在首次观测到 γ 射线以后的第 14 年,当卢瑟福和安得雷得(E. Andrade)观察到从晶体表面反射的 γ 射线时,这一争论才最终得以解决。

卢瑟福一直都和他母亲保持着亲密关系(她在 1935 年去世时已 92 岁高龄,只比卢瑟福早去世两年)。1902 年卢瑟福写信给他母亲时说:“我必须不断努力,因为在我所从事的领域中总有许多人在研究探索,我必须尽可能迅速地发表目前的研究成果。这一领域中最优秀的研究人员是巴黎的贝克勒尔和居里夫妇。在最近几年中他们已经就放射性这一课题做了大量而且重要的工作。”[53]

我们在本章和前一章里已经看到,这 4 位优秀科研人员怎样为

放射性研究打下了基础。贝克勒尔发现了从铀中释放出的一种新射线;居里夫妇在钍中发现了相似的效应,分离出了钋元素和镭元素,更概括地说,他们开创了一个新领域——放射化学,而且认识到放射性是一种原子特性;卢瑟福是第一个通过区分 α 射线和 β 射线来观察新射线结构的人。

上面所谈到的研究工作,是其他 3 个人的主要研究成果,但对于卢瑟福,却只是他大量发现中的一小部分。在以后各章中,其他 3 人只会偶而论及,而卢瑟福却会一再出现,直到 1909 年。

卢瑟福在麦克吉尔大学中的重要角色已有几位作者详细地讨论过了。[54]他对钍放射线的发现,导致他得到了半衰期这一新的重要概念(参见第 6 章)。1902 年以前有关放射性元素的数据资料足以使他和索迪推导出辐射过程转换理论的公式。1903 年,他被选进皇家学会(从 1925 年到 1930 年他是该协会的主席),1905 年获得 Rumford 奖章。耶鲁、哥伦比亚和斯坦福大学先后都想聘他为教授,但都被拒绝了。他想返回英国。"我很高兴将在紧靠科学中心的地方工作,而我总是感觉美国和加拿大只是这个中心的外围地带"。[55] 1907 年秋季,他接受了新的任命:曼彻斯特大学教授和物理实验室的负责人。

63

1908 年,卢瑟福被授予诺贝尔化学奖,"以表彰他对放射性元素的蜕变,以及放射性化学所做的研究"。他的推荐人这样评价他的工作:"在某种程度上可以说,这种研究过程将我们再次带回了由古代炼金术士提出并坚持的转换理论上了。"[56]当选择"从放射性物质中辐射出的 α 粒子的化学本质"作为他正式的诺贝尔演讲题目时,物理学家卢瑟福作了明显的让步。在诺贝尔宴会后的演讲上,他说:"我研究过许多不同周期的不同转变,但是我遇到的最快的转变是我自己:从一个物理学家一下子就转变为一个化学家。"[57]这些庆祝活动的一个亲历者后来说:卢瑟福那天看上去令人不可思议的年轻。

据说公众对这项耀眼的国际奖项的关注,对领奖者的创造性所造成的损害远大于对他们的鼓励。这种说法在某种程度上说是正确

的。但另一方面，它并不能阻止费舍(E. H. Fischer)、瓦尔堡(O. H. Warburg)和欧立希(P. Ehrlich)这些人在获奖后仍然作出重要的贡献。但没有一个人能和卢瑟福相比。他在1908年以后获得的成就才真正使他达到事业的顶峰，其中最引人注目的发现就是原子核。这一点我们将在第9章中讨论。

Sources

In 1904 publication began of the *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*, the earliest forerunner of *Annual Reviews of Nuclear Science*. Its first volume contains the finest bibliography[59] I know of papers on radioactivity from 1896 to 1904.

The Curies. The complete works[18] of Pierre Curie appeared in 1908, those of Marie Curie[60] in 1954. Of particular interest in the latter book are the elegantly written essays on the status of radioactivity at various times. Biographies by Marie Curie of her husband[4] (an autobiographical sketch is attached), by Eve Curie of her mother,[16] and by Robert Reid,[19] also of Marie Curie, are especially important.

Rutherford. In 1903, Rutherford wrote to his mother: 'I have not taken into account Solomon's injunction, "Oh, that mine enemy would write a book". '[61] So much the better for us. Rutherford's *Radioactivity* of 1904 gives a vivid account of the early discoveries and a clear picture of the thinking at that time.[62] Only fifteen months later a second edition had been readied. So rapid was the pace of the developments that this new book,[38] considerably revised, was one and a half times as large as the first edition. In its preface, Rutherford expresses 'some apology due to my readers' for the considerable amount of rewriting which he could not avoid unless he 'were to relinquish his purpose of presenting

64

the subject as it stands at the present moment '. A comparison of the second edition with the first one conveys a keen sense of progress. One derives similar guidance from the third edition, dated seven years later.[52] The last edition, the text by Rutherford, Chadwick, and Ellis[63] was the main manual on radioactivity in the early 1930s. Also interesting are Rutherford's Silliman lectures[36] of 1905. His collected papers, published in three volumes,[64] contain important assessments by others of Rutherford's contributions. These books contain papers published from New Zealand (1894—5) and Cambridge (1896—8), from the years he was professor at McGill (1899—1907) and Manchester (1907—19), and, finally, from his years as Cavendish Professor (1919—37). I refer the reader to a paper by Badash for a detailed list of Rutherford biographies.[65] The best-documented one of these is the book by Eve.[26]

References

1. Lord Kelvin, J. C. Beattie, and M. S. de Smolan, *Nature* 55, 447, 1897.
2. S. P. Thompson, *Proc. Roy. Soc. A* 61, 481, 1897.
3. G. Jaffe, *J. Chem. Educ.* 29, 230, 1952.
4. M. Curie, *Pierre Curie*, Macmillan, New York 1929.
5. S. Curie, *Comptes Rendus* 126, 1101, 1898.
6. J. J. Thomson, *Proc. Roy. Soc. A* 59, 274, 1896.
7. J. J. Thomson and J. A. McClelland, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 9, 126, 1896.
8. J. J. Thomson, *The discharge of electricity through gases*, Scribner's, New York 1898.
9. N. Feather, *Electricity and matter*, Edinburgh Univ. Press 1968.
10. G. C. Schmide, *Ann. der Phys.* 65, 141, 1898.
11. P. and S. Curie, *Comptes Rendus* 127, 175, 1898.
12. M. Curie, *Rev. Gén. des Sc.* 10, 41, 1899.
13. E. Rutherford and F. Soddy, *Phil. Mag.* 4, 370, 569, 1902.
14. P. and S. Curie and G. Bémont, *Comptes Rendus* 127, 1215, 1898.
15. F. Soddy, *The interpretation of radium*, 4th Edn, p. 83, Putnam Sons, New York 1920.
16. Eve Curie, *Madame Curie*, Doubleday, New York 1938.

17. E. Rutherford, *Nature* 134, 90, 1934.

18. *Oeuvres de Pierre Curie*, Gauthier-Villars, Paris 1908.

19. R. Reid, *Marie Curie*, Dutton, New York 1974. 65

20. *Nobel Lectures in chemistry, 1901—21*, Elsevier, New York 1966.

21. J. G. Crowther, *The Cavendish Laboratory*, Science History Publ., New York 1974.

22. *The scientific papers of James Clerk Maxwell*, Vol. 2, p. 241, Ed. W. D. Niven, Dover, New York.

23. *Nature* 10, 139, 1874.

24. J. J. Thomson, *Proc. Roy. Soc. A* 59, 274, 1896.

25. J. J. Thomson and J. A. McClelland, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 9, 126, 1896.

26. A. S. Eve, *Rutherford*, p. 14, Cambridge Univ. Press 1939.

27. Ref. 26, p. 42.

28. J. J. Thomson and E. Rutherford, *Phil. Mag.* 42, 392, 1896.

29. E. Rutherford, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 9, 401, 1898.

30. E. N. da C. Andrade, *Rutherford and the nature of the atom*, p. 50, Doubleday, New York 1964.

31. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 47, 109, 1899.

32. H. Becquerel, *Comptes Rendus* 128, 771, 1899.

33. W. Ramsay, *J. Chem. Soc.* 67, 1107, 1895.

34. R. B. Moore, *J. Franklin Inst.* 186, 29, 1918.

35. W. Ramsay and F. Soddy, *Proc. Roy. Soc. A* 73, 346, 190; see also A. Debierne, *Comptes Rendus* 141, 383, 1905.

36. E. Rutherford, *Radioactive transformations*, p. 18, Yale Univ. Press, New Haven, Conn. 1906.

37. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 5, 177, 1903.

38. E. Rutherford, *Radioactivity*, 2nd Edn, p. 150, Cambridge Univ. Press 1905.

39. See T. J. Trenn, *Hist. St. Phys. Sc.* 6, 513, 1974, who quotes a letter by J. Larmor to Rutherford in which this question occurs.

40. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 6, 193, 1905.

41. Ref. 38, p. 156.

42. E. Rutherford and H. Geiger, *Proc. Roy. Soc. A* **81**, 162, 1908.

43. E. Rutherford and T. Royds, *Phil. Mag.* **17**, 281, 1909.

44. Ref. 26, p. 176.

45. A. Pais, *Subtle is the Lord*, p. 371, Oxford Univ. Press 1982.

46. Ref. 45, p. 402.

47. Ref. 30, p. 44.

48. P. Villard, *Comptes Rendus* 130, 1010, 1178, 1900.

49. H. Becquerel, *Comptes Rendus* **130**, 1154, 1900.

50. E. Rutherford, *Phys. Zeitschr.* **3**, 517, 1902.

51. F. Paschen, *Ann. der Phys.* **14**, 164, 389, 1904; *Phys. Zeitschr.* **5**, 563, 1904.

52. E. Rutherford, *Radioactive substances and their radiations*, p. 287, Cambridge Univ. Press 1913.

52a. E. Rutherford and E. N. da C. Andrade, *Phil. Mag.* **27**, 854, 1914.

53. Ref. 26, p. 80.

54. L. Badash, in *Rutherford and physics at the turn of the century*, p. 23, Eds. M. Bunge and W. R. Shea, Science History Publ., New York 1979; J. Heilbron, ibid., p. 42; T. Trenn, ibid., p. 89.

55. E. Rutherford, letter to O. Hahn, January 6, 1907, in Ref. 26, p. 153.

56. *Nobel Lectures in chemistry, 1902—21*, p. 126, Elsevier, New York 1966.

57. Ref. 26, p. 183.

58. Cf. H. Zuckerman, *The scientific élite*, Free Press, New York 1977.

66 59. M. Iklé, *Jahrb. der Radioakt. und Elektr.* **1**, 413, 1904.

60. *Prace Marii Sklodowskiej-Curie*, Ed. Irène Joliot-Curie, Panstwowe Wydawnictwo Naukowe, Warsaw 1954.

61. Ref. 26, p. 83.

62. E. Rutherford, *Radioactivity*, Cambridge Univ. Press 1904.

63. E. Rutherford, J. Chadwick and C. D. Ellis, *Radiations from radioactive substances*, Cambridge Univ. Press 1930.

64. *The collected papers of Lord Rutherford of Nelson*, Allen and Unwin,

London 1962—5.

65. L. Badash, in *Dictionary of scientific biography*, Vol. 12, p. 35, Chief Ed., C. G. Gillispie, Scribner, New York 1975; also D. Wilson, *Rutherford, simple genius*, M. I. T. Press, Cambridge, Mass. 1983.

67

4. 第一个粒子

(a)盖斯勒泵,盖斯勒管以及鲁姆科夫线圈

早年,当电子第一次被观察到时,在卡文迪什实验室"年度主餐"的祝酒词中曾宣称"电子也许永远不会被任何人利用!"[1] 可是这个预言没有成为现实。电子(用现代的话说即第一个粒子)的发现,已经在世界范围内引起了深远的影响。这一章将具体并生动地介绍有关电子的发现以及它对物理学领域的影响。

首先做个概述。在(b)节中,我们将回顾19世纪已被广泛讨论的,并由于电子的发现而被解决的课题,即电荷是连续的还是离散的?这一节里还涉及观察到自由电子之前对基本电荷单位的理论估计;(c)、(d)两节论述具体发现(过程),具体发现的历史在很大程度上是实验方法进步的历史,如塞曼效应中的光谱学、阴极射线研究中需要的真空技术和高能技术。在发现电子前的大约25年中,人们对这些射线本质的认识基本上是模糊不清的。它们是以太扰动吗?是分子流吗?后来人们惊奇地发现,它们既不是以太扰动,也不是分子流,却无疑是一种新的物质形式。(e)节将讨论β射线与电子等同的问题,在结论(f)节中将讨论早期完成的电子方面的试验,它的目的在于探测能量、质量与速度之间的关系。我最近在一个有关狭义相对论发展历史的讨论中,已更详细地论述了上述最后一节中的内

容。[2] 这里我之所以还要重复其中一些评述，是因为在 20 世纪早期电子作为研究工具的作用，与这些问题有紧密联系。

电子是由于真空技术的改进而最早发现的众多粒子中的第一种粒子，因此我在本章要首先向波恩的盖斯勒(J. H. W. Geissler)表示崇高的敬意，是他发明了盖斯勒泵和盖斯勒真空管，以及吹制玻璃的机器。1865 年，波根多夫(J. C. Poggendorf)称他为“制玻璃的能手”(Glasskünstler)，一个能在玻璃中创造奇迹的人。[3] 68

盖斯勒于 19 世纪 50 年代中期发明了水银泵，正好是在盖吕克(O. von Guericke)制造第一个真空泵之后两个世纪。那时盖吕克是马德堡市的市长。事实上这个泵只是一个带有充满了水垫圈的圆桶，但这却是重要的一步。众所周知，1657 年，为了使市民们高兴，盖吕克抽出了由两个紧密结合的铜质半球体构成的球体中的气体，然后让两队马分别向两边拉这两个被抽空的铜半球，结果没有拉开。波根多夫提醒我们注意，此后不久就设计出了最原始的水银泵，[3] 并记录了一系列为改进真空技术所做的努力，有一些改进实现了，另一些则只停留在设计阶段。①

盖斯勒泵由一个密封的球体组成，该球体通过一个柔软的管子与一个开口水银槽相连。连着球体有一个双向开关，使球体既可与外面空气相通，又可以与被抽空的容器相通。水银与玻璃容器紧密接触，它穿过开关的孔可以赶出腔里的所有空气。将开关转向与外面空气相通，提升水银槽，直到球体中所有的空气被排除，接着再把龙头转向连容器的那一端，直到水银液面降到最低。这个过程往往要重复多次。波根多夫指出，这个装置制造出来的真空度是那时其它真空泵所难以达到的。

真空管——盖斯勒的另一发明，受到法拉第的赏识，并被法拉第记录在 1838 年 1 月 4 日的日记里[5]。在这里人们能找到一张在气体中进行放电研究的试验计划草图(我将在(d)节中讨论法拉第那段时

① 关于这一部分的主要发展过程，安德雷德有一段简要的叙述。[4]

期的成果)，草图的主要部件是一个带有固定电极的广口瓶，附近有一个插有一根金属针的软木塞，这根针正是可以到处移动的另一个电极，这几乎就构成了研究放电现象的一个良好的真空装置。与盖斯勒的方法相比，这里的玻璃管被抽成真空，然后再用玻璃密封。电极在密封过程中被封进容器中。这样，盖斯勒泵使真空程度比以前高，也比以前更稳定，[6]① 而且在试验进行当中不必连续使用真空泵抽空容器。

显然，盖斯勒真空泵是在1857年初第一次使用，那时可达到的一般真空度为10毫米汞柱。装配有简单放电装置的这些真空管不久就成为光学仪器商店里常见的商品；在那里人们可以买到自己喜欢的各种颜色的漂亮管子。这种真空管对物理学家来说是一个福音。1858年，法拉第用它进行了试验。虽然这一年他没有发表任何成果，但是在他这段时期的日记里人们可以发现多处出现了“波恩管”或“德国的波恩管”。有一次他评价道：“绝妙的制作！”[7]

69

粒子物理学家试验的进步不仅取决于真空技术，而且还依赖于高能量的获得。在后一点上我们应对鲁姆科夫表示敬意，他最活跃的时期几乎都是在巴黎度过的。1850年，他设计了改进的感应线圈，这是一种早期的变压器(类似于汽车中的变压器)，能在瞬间产生强大的感应电流。它有一个主线圈和一个副线圈，其中主线圈由缠绕在同一柱形铁芯上的金属导线(这些导线要很好地互相绝缘)构成，而副线圈则缠绕在主线圈上。被周期切断的直流电，通过主线圈传送出去，每一次将主线圈电源接通或断开都会在副线圈的两端感生一个电压差。副线圈的匝数越多，则两端的电压差越大(常见的缠绕匝数为300 000匝/每米)，这样就会在副线圈的两端产生长的弧形电火花，这也正是这个设备那时被赋予另一个名称“鲁姆科夫火花电感器”的原因。“为了达到在真空管内放电的目的，早期实验人员通过将一系列电池组串联的方法获得高电压，有时甚至还会依靠老

① 法拉第的朋友伽修特(J. P. Gassiot)试图设计类似的真空容器。

式摩擦起电机。到 19 世纪 50 年代后期，他们转而采用电池供电的感应线圈，它方便、紧凑、便携，可自操作，而且易于在主回路中用开关控制，同时副回路中的电压（通常可达到几千伏）也易于调节”。[8]“感应之父”法拉第在以后的岁月中使用的就是它。“欧洲领先的物理学家都熟悉鲁姆科夫在一所大学附近的向波伦路上的简陋的办公室。”[9]

随后，交流电站、可调变压器、真空管整流器出现了。但是，正是鲁姆科夫线圈使 H. R. 赫兹于 1886 年 8 月证实了电磁波，并发现了光电效应；使伦琴于 1895 年发现了 X 射线；使马可尼（G. M. Marconi）于 1896 年发明了无线电报；使塞曼同年发现了塞曼效应；使 J. J. 汤姆逊于 1897 年确定了电子的荷质比 e/m.。当然，伦琴和汤姆逊的发现还利用了盖斯勒真空管。盖斯勒的发现带来了真空技术跨世纪的巨大进步，这对于粒子物理学的诞生是不可或缺的。[10]

但是盖斯勒和鲁姆科夫都未获得过学位。1864 年鲁姆科夫赢得了法兰西帝国专为电子学重大发现而设立的 50 000 法郎奖金。1868 年波恩大学授予盖斯勒一个名誉学位，1873 年在维也纳世界博览会上，他获得了科学与艺术金质奖章。在波恩的努赛勒物理学会 70 的历史纪念馆中，我曾经亲手拿起他早期用过的一些玻璃管子。

(b)法拉第、麦克斯韦和电荷的原子性

这部分内容要从 1733 年谈起，确切的说是从法拉第创立电解定律前的 100 年谈起。那时法国人迪费（C. F. Dufay）就这样写道：“存在着两种彼此互不相同的电，我将其中一个命名为‘玻璃电’，另一个命名为‘树脂电’。”[11] 他还预言了同性电相斥，异性电相吸的定律。由下面列出的一系列名字和日期，可以显示出在迪费和法拉第之间的百年时间里，通过制造新仪器和把现象规律化、公式化而使人们对电磁学的理解所取得的长足进步。第一个电容器即莱顿瓶，分别由克莱斯特（E. G. von Kleist）和穆申布鲁克（P. van Musschenbroek）

发明(1745 年)[12];富兰克林(B. Franklin)发明了避雷针,并引入了术语'正极'和'负极'(1747 年);库仑(C. A. Coulomb)系统说明了静电学中(电荷作用力)的平方反比定律(1785 年);伏打(A. C. Volta)发明了伏打电池(1796 年);戴维(Sir H. Davy)制出了第一个电弧灯(1801 年);安培(A. M. Ampère)——简形线圈的发明者,提出了电流与磁之间存在联系的假设(1820 年);奥斯特(H. C. Oersted)证实了直流电周围存在电磁场(1820 年);毕奥和萨瓦尔(F. Savart)发现了两根直导线中的直流电间存在相互作用力,同时还发现了磁极(1820 年);塞贝克(T. Seebeck)发现了热电效性(1822 年);施外格(J. S. C. Schweigger)发明了第一个检流计(1823 年);欧姆(G. S. Ohm)发现了欧姆定律(1827 年);法拉第提出了感应定律(1831 年)。①

可以想像,19 世纪和 20 世纪初期的自然哲学家(那时还不叫科学家)试图将这些现象归纳成理论。首次将电流描述为分离的电荷流是在 19 世纪 40 年代,其中特别值得一提的是德国莱比锡的两位教授费希纳(G. T. Fechner)[14]和韦伯(W. E. Weber)[15]。惠特克(E. T. Whittaker)在他有关电的历史的著作的第一卷中,讨论了他们的工作以及一些类似的努力。惠特克在著作中把韦伯的工作[16]描述成"第一个关于电子的理论,这个理论将电动力学的现象归结为运动电荷的作用"。那时,这种电学理论深受法拉第 1833 年电解定律研究成果的影响。后来麦克斯韦曾在他的电学和磁学论文中说道:"在电解中存在的所有电现象,为我们正确认识电流的真实特性提供了方便,因为我们发现普通物质的流动和电的流动有着基本类似的现象。"[17]现在让我们来看看法拉第的工作。

71

让电荷通过溶液,将导致溶液粒子的迁移,这整个过程用法拉第提出的术语来说叫电解,他还制造了诸如电极、正极、负极、离子、②

---

① 关于电和磁的主要发展历史参见参考文献 13。

② 对法拉第来说,一个分子电解时分成两部分,其每一部分就是离子。

正离子和负离子等新术语。[18]对于这些新创造的术语，法拉第用吉朋(E. Gibbon)①的笔法轻松地写道："一旦这些术语被恰当地定义以后，我希望它们能使我们避免一些繁复和模糊的说法，我的意思并不是要强行频繁地使用它们，我完全理解名词是一回事而科学是另一回事。"[19]法拉第对电解理论的贡献在于提出了两条定律，我以他的语言描述如下：

第一定律："电流的化学力与所通过的绝对电量成正比"，这种化学力被定义为在电极上沉淀或释放的特定元素的总质量。

第二定律：法拉第把元素的"电化当量"定义为：在一定时间内输人定量电流时沉淀在电极上的元素总质量，且以氢沉淀的质量为单位。他接着陈述道："只有一个电化当量的基本离子能够达到阴极，而其倍数的离子则不能……从物质 B 中分离出物质 A 的当量，与从另一种物质 C 中分离出物质 A 的当量相同。"[21]

正是利用了上面的定律，首次测定了电荷的基本单位 e。当然，法拉第本人并没有走到这一步，因为他并没有理解电化当量的真正含义。他曾说："值得怀疑的是什么才是真正的电化当量？是一定的比例数还是物质的原子数？还是……这将决定电化学当量的重要使用价值。我不怀疑假设氢原子重量当量数为 1，那么氧原子的重量当量数就为 8，氯为 36，溴为 78.4，铅为 103.5，锡为 59，等等。然而，有一位很高级的权威认为某些数量应该翻一倍。"[22]不管这个非常高级的权威是谁，他是对的，因为法拉第给出的氧、铅、锡原子当量的确应该翻倍，这是因为法拉第把电化当量与原子(重)量概念混淆了，没有正确理解电化当量与原子量和物质原子价之间的关系。这并不令人吃惊，因为化合价的理论是在 20 年以后才形成的。它首先由弗兰 72

① 吉朋(1737～1794 年)，英国著名的历史学家。——译注

克兰(Sir E. Frankland)和凯库勒(S. von Kekulé)提出。麦克斯韦在1873年出版的《电磁学专论》有关电解的章节中[23]，没有重复法拉第的错误，但也没有采用化合价理论。1881年赫姆霍兹在伦敦做法拉第演讲，将法拉第的第二定律与化合价联系了起来，从而首次正确地阐述了这个问题："如果法拉第知晓化学当量定律，他也能给出正确的说明。"[24]第二定律的现代表述是这样的：1克1价离子的原子在正极板上淀积的电量是一个常数，称为法拉第常数F，即：

$$F=Ne \tag{4.1}$$

其中，N是阿伏伽德罗常数，e是电子的电量。

"尽管我们不知道原子为何物"，法拉第在电解研究的总结中写道："我们未必一定要坚持小粒子之类的观点，这只是我们的头脑想像出来的。……有大量的事实可以证明，物质原子在某种程度上与电力紧密相关，它们有许多惊人的特性起源于电力，它们之间的化学亲和力即为电力之一。"[25]这种陈述好像是暗示他是一位确信原子真实存在的人，一位原子论者。当然，他的论述是原子内力的早期说法。但法拉第对原子的存在并不是确定无疑的："我必须承认我在提到原子这一术语时是十分小心的，尽管可以轻松的谈论原子，但要对原子特性形成一个清晰的概念是非常困难的，当所考虑的物质是化合物时尤其如此。"[26]这才是真正的法拉第，一个完美的实验学家，只有实验事实才能使他信服。

麦克斯韦在这一问题上的看法是警告人们不要过分简单地把19世纪的科学家划分为两个不同的阵营——要么是原子论者，要么是非原子论者。当然，麦克斯韦是支持原子学说的，否则他能那么积极地投身于气体的研究工作吗？不仅如此，他还确信原子不仅是一微小刚体，而且还有一定的结构："光谱学告诉我们，一些分子①能作许许多多不同频率的振动，因而它们是十分复杂的系统，远超过(刚体所具有的)六个变量。"[27]这是他在1875年的一次演讲中所说的

① 这里的分子也就是麦克斯韦所说的"原子"，在那个时代这些术语还没有规范。

话。但他同时相信原子是不可再分的："无论是在过去的灾难还是在未来可能发生的灾难中，即便原来的系统完全瓦解，新系统在旧系统的毁灭中诞生发展，构成这些系统(地球和整个太阳系)的分子(即原子!)——宇宙物质的基础——仍然不分裂、不损耗，就像它们刚诞生时一样，保持原有的数量、尺寸和重量，直到今天……"[28]

73

在解释电解现象时，麦克斯韦持有原子是不可分的和不损耗的这种偏见在19世纪是很自然的。但这一偏见使他陷入了窘境。一方面，他欣然承认电解预示着"基本电荷是自然的单位"，[23]另一方面他又认为整个单位的普遍性需要一个动力学的解释。显然，只有承认离子是一个打破了的原子(或一个原子与原子碎片结合在一起)，他才能做到这一点。因此他宣称他对电的原子性持保留态度："如果我们假设溶解液中的离子分子(molecules of ions)带有定量的正、负电荷，那么电解电流只是一般的对流电流，这样我们就会发现这个诱人的假说将把我们引入一个困难的境地……分子的带电性……说起来容易但使人信服就不那么容易了。"[23]

麦克斯韦试图通过下面的模型来寻求出路，即一对分子在某一点互相接触，由于接触点电动势的作用，使其余的表面都带上电荷，但是他问道：为什么氯与锌接触和氯与铜接触会得到相同的电荷呢？在品味了这种矛盾的滋味之后，才可以领会麦克斯韦下面的陈述的意义："假设我们靠简单断言分子电荷常数存在，就可以跳出这个困难的境地。为了方便描述，我们称这个分子电荷常数为电分子(molecule of electricity)。可总的来说这个术语与本书余下要陈述的内容有些不和谐……"他补充说："当我们真正了解了电解的本质以后，我们几乎不可能在任何形式上保留分子电荷理论……"[23]麦克斯韦就是这样热衷于一种暂时唯象而不是更切实际的电荷量子化的观点。

然而切合实际的观点赢得了支持，最有影响的是赫姆霍兹。1881年在法拉第演讲中他说："法拉第定律最令人惊诧的结果也许就是这样，如果我们能接受基本物质都是由原子构成这一假设，我们

就不可避免地会得出正或负电也会分成确定的更基本的部分，就像电的原子一样。”[24]正是由于这一演讲，使得以后德文文献里在提到 e 的时候，总是把 e 称为“赫姆霍兹基本量子”。[29]

甚至在难忘的赫姆霍兹演讲以前，爱尔兰物理学家斯托尼（G. J. Stoney），“一个真正的旧时代预言家”[30]，已于 1874 年在英国的科学促进会年会上给出了用方程(4.1)算出的 e 的预测值，这是最早的一种估算，（他的这个专题论文直到 1881 年才发表[31]），F 的实验值在那时已经测量得相当精确了。正如我在别的文章中所叙述的那样，[32]那时候已有相当准确的方法来估计 N 值（包括斯托尼的方法[33]）。例如，洛喜密特（J. J. Loschmidt）[34]发现 $N\approx 0.5\times 10^{23}$，麦克斯韦发现[28] $N\approx 4\times 10^{23}$（现在最精确的值为 6.02×10^{23}）。斯托尼得到 $e\simeq 3\times 10^{-11}$ esu，尽管它小了 20 多倍，但这是第一次求得的值，而且时间很早，就这一意义上说这个数值并不太差。① 1891 年，他（指斯托尼）把基本电荷单位命名为“电子”，[35]当时电量和物质的量子化都尚未发现，但这个名字却一直沿用至今。

不提及普朗克 1901 年给出的(4.1)方程，我就不能对有关电解的讨论做出结论。1900 年，他已经给出了黑体辐射定律，该定律包括三个基本常量：光速、普朗克常数和玻尔兹曼常数 k。1901 年，普朗克从黑体辐射实验数据中发现[36] $k=1.34\times 10^{-16}$ 尔格 · K^{-1}，根据这个数据和气体常数，从 $R=Nk$ 中他得到了 N，把 N 代人式(4.1)就得到 $e=4.69\times 10^{-10}$ esu。将这个数值与现代最好的值(4.80×10^{-10} esu)相比，我们不仅会赞叹普朗克的独创性，而且对早期黑体辐射实验的精密性也会产生由衷的赞美。

在 1901 年的论文中，普朗克提到了当时发现电子的 J. J. 汤姆逊。下面让我们来回顾一下 1896～1897 年，看看电子是如何发现的。

① 参见文献 29，文中叙述了 e 的其他一些早期估计值。

(c)罗兰、塞曼和洛伦兹

"从 1862 年开始，法拉第的身体开始变坏，他的活动范围越来越小，……从 1865 年到 1867 年，……他只能偶尔短暂地处于清醒状态，大部分时间里只能茫然地瞪着眼睛。"[37] 1876 年 8 月 25 日，当他将近 76 岁时，一个伟大的实验者走到了生命的尽头。

在《大不列颠百科全书》有关法拉第的叙述中麦克斯韦写道："1862 年，法拉第最后的实验工作是研究电磁和光之间的关系，他试图测出火焰在强磁场作用下光谱线的任何变化；他努力做了一些实验，但没有取得成功。"[38] 1862 年 3 月 12 日，法拉第将这个试验结果记录在他的第 7 卷日记里，其结论为："没有发现任何偏振光和非偏振光的迹象。"[39] 在 1870 年的一次演讲中，麦克斯韦又一次提到了法拉第，他说："在我们面前，以及布满星辰的宇宙空间里，有无数质量完全相同的微小物体在同一时间里振动着……现在和将来自然界中 75 都没有任何力量能改变它们的质量和振动频率。"[40] 1875 年，泰特(P. G. Tait)说，他曾经紧紧追随法拉第最后的那次探索，"至少 20 年，……我一遍又一遍地做着实验……但是却没有任何结果"。[41]

1896 年初，莱顿大学的一个年轻的荷兰学者塞曼也试图研究这个难题，他曾跟随洛伦兹和昂内斯(H. K. Onnes)学习，后又成为洛伦兹的助手。起初塞曼也很不顺利。[42] 失望之余，他去斯特拉斯堡作了短暂停留，并在那里从事了一段时间的光在液体中的传播的研究工作。当他回到莱顿大学后，他得知莱顿大学实验室有了一个分辨率更高的罗兰光栅。于是在 8 月下旬的某天，他决定再进行一次实验，以确定磁场对光的可能影响。月末他已得到了第一批有价值的结果。[42] 在讨论这些结果之前，我想谈谈罗兰在物理学界中的地位。

罗兰是约翰·霍普金斯大学的第一位物理学教授，美国物理学会第一任主席，与麦克斯韦、赫姆霍兹和爱迪生等人有很好的个人交情，以其名命名的凹面光栅而著称于世。他是一个精力充沛和注意力高度集中的人。"我清楚地记得，"一个长期担任他助手的人说道，

"一旦他被任何一个问题吸引住了,就会如痴如醉地沉浸其中。"[43] 1882年,他开始制造一种机器——他称之为"刻线机"(dividing engine),它能产生细小的等间距的光栅。他在有关这一课题的第一篇论文里陈述了这一课题的主要技术障碍:"要解决的难题之一是要制造一个非常完美的螺丝杆,所有研究这种机械的国家尽管作了一百多年的努力,可正是这一难题使他们都失败了。"[44] 罗兰如何解决这个困难,"在解决这一难题的过程中制出一种螺丝杆,用于光学的刻度光栅",对此感兴趣的读者可以参阅他在19世纪发表的文章《螺丝杆》(*Screw*),该文刊登在《大英百科全书》第9版和后继的许多版本中。罗兰将他的"刻线机"安装在约翰·霍普金斯大学的物理实验室的地下室中,以最大限度减少温度的涨落和大街上行人振动的干扰。用这种技术他可以直接在凹面光栅上刻出大量衍射栅纹,最终能够在一毫米上均匀地刻上400~800条栅纹,其等距精度超过1/4000毫米。他的"刻线机"以成本价卖给了许多研究机构,其中包括莱顿实验室。这个仪器对物理学和天文学的发展起了重要的促进作用。

76

现在让我们回到塞曼的研究上来。1896年10月31日,他在发表有关新效应的第一篇论文中,忆及他是怎样注意到了我们上面提到的麦克斯韦在纪念法拉第的文章中提到的那个问题的,并接着说:"如果法拉第考虑到了这种可能性,……也许就值得用现代精密的分谱学的辅助仪器重做这个实验。"[45] 这儿的辅助仪器指的是"罗兰光栅,其半径为10英尺,每英寸上刻有14938条刻度线。"[46] 他的另一个主要设备是鲁姆科夫式的电磁铁,它可以产生大约10^4高斯的磁场强度。他的第一个实验是最重要的。他把一个本生灯放在电磁铁的两极中,再将一块在食盐水中浸泡过的石棉放在火焰上燃烧就可得到钠光谱。切断电流,两条钠D谱线就会变窄,成为非常确定的两条谱线;而当电磁铁通电时,谱线又会变宽,宽度大约为谱线间距的1/40。

然而,塞曼并未就此相信这个效应是由磁场引起的,难道变宽不可能是由于温度或者火焰密度涨落引起的吗?因此他又进行了一个

更为复杂的试验。他将一个能产生钠弧光谱的瓷管(瓷管本身要靠水来冷却)放在电磁铁两极之间,和以前一样,钠的D谱线之间的间距被磁场加宽了。塞曼现在相信了这个效应并发表了他的实验结果。

在他的第二篇论文里(11月28日发表),塞曼提出了这个效应是否能够用洛伦兹的电磁理论来解释的问题。"洛伦兹教授在得知了我的这些想法以后,立即友好地告诉我,根据他的理论,在磁场中离子的运动是确定了的。"

对于上面的说法洛伦兹是有准备的。1892年他就麦克斯韦方程的原子诠释,即基本粒子携带电荷和电流,发表了他的第一篇论文[47]。1892年他将这些粒子直接称为"带电粒子";1895年他又称这些粒子为"离子"(这就是塞曼使用这个术语的原因);到1899年他才管它们叫"电子"。在1895年的一篇论文中,洛伦兹还引进了一个新的假想[48],就是一个电量为e,速度为$\vec{v}$的离子将受到下式给出的力$\vec{K}$的作用:

$$\vec{K}=e(\vec{E}+\vec{v}\times\vec{H}/c) \tag{4.2}$$

这里$\vec{E}$和$\vec{H}$是离子所在处的电场和磁场强度(将离子看成是一个点电荷)。洛伦兹把$\vec{K}$叫做电力矩,我们称之为洛伦兹力。我认为这个力的引入是19世纪90年代对理论物理最重要的贡献。1905年爱因斯坦在关于狭义相对论的第一篇论文中,将(4.2)式包含的电和磁的关系阐述得十分清楚。[49] 77

塞曼效应是这个力对于动力学最早的应用之一。洛伦兹认为离子除了受到$\vec{K}$力的作用,还受到一个来自原子内部的平衡力的作用。

$$m\frac{\mathrm{d}^2\vec{x}}{\mathrm{d}t^2}=-k^2\vec{x}+\vec{K} \tag{4.3}$$

上式是对于电场强度为零的情况。如果$H=0$,就产生一个周期为$2\pi\sqrt{m}/k$的运动。如果$H\neq0$,就会在垂直于H的平面上产生频率为$\omega\pm\Delta\nu$的两个振动,这里$\Delta\nu$可以由下式近似给出:

$$\Delta\nu=\frac{e}{4\pi mc}|\vec{H}| \tag{4.4}$$

在塞曼的第一批试验中观察到的仅仅是一种“塞曼增宽”现象(就是我们上面已经提到的那种),而不是塞曼分裂效应。但对于估计 e/m 的值来说,这已经足够了,塞曼就是利用那个结果得出 $e/m \sim 10^7$emu/g 这个比较精确的结果[46],现在的值是 1.76×10^7emu/g(或者 5.27×10^{10}esu/g)。

一个重要的问题。在迅速获得正确的塞曼分裂图案后,塞曼和洛伦兹会想些什么呢?洛伦兹的经典计算仅能够用来解释“正常塞曼效应”(normal Zeeman effect)(这里还没有考虑自旋(spin)),但不能解释与自旋有关的钠 D 双谱线的反常塞曼效应(anomalous Zeeman effect)①,完全分裂的塞曼图案中包含 10 条钠 D 谱线。

我现在讨论塞曼在 1896 年发表的第二篇论文[46]。在这篇论文里,他对 e/m 有如此之大的值未表示任何惊异。如果 m 是原子的数量级的话,为什么这儿没有提及奇异的 e 值?如果 e 的数量级正是斯托尼估计的那样的话(洛伦兹无疑对这个值是十分熟悉的),为什么洛伦兹对如此小的 m 没有发表任何评论?无论如何,塞曼发现了塞曼效应,而洛伦兹向塞曼证明了一种估计 e/m 值的方法,但是他俩都没有发现电子。

说到塞曼后来的工作,1897 年他第一次宣布发现了谱线的分裂:利用镉的蓝色谱线($\lambda=480\mu$m),他发现——正如洛伦兹预期的那样,它能分裂成 2 条或者 3 条谱线,而分裂的条数则由光的发射方向是平行或垂直于磁力线而定。[50]更重要的是他还发现了极化效应,78 从而可以使他确定 e 是负值。现在他至少能够说,他所说的“离子”很有可能与电解中的离子是不同的。[51]

1902 年,“由于在认识磁场对辐射现象的影响方面所做的卓越

① 这个效应将在(13b)中讨论。

的工作”,塞曼和洛伦兹分享了当年的诺贝尔奖金。

罗兰死于1901年,还不到53岁。在他生命的最后几年,他知道他患的是糖尿病,当时的不治之症。他为自己申请诺贝尔奖,原因是为了给他的妻子和孩子提供今后生活方面的物质保证(这是斯德哥尔摩诺贝尔档案所记载的)。1901年10月26日,他的几个最亲近的朋友聚集在地下室里,亲眼看到“我们的朋友的骨灰被放进一个青铜小盒子里,根据他的遗愿,将把他的骨灰盒安放在地下室的壁龛内。现在,壁龛的口被封上了。”[52]大约在1916年以后的某个时候,由于位于巴尔的摩市西碑街和林登大街交汇处的老物理大楼被拆毁,骨灰被移出。

(d)电子的发现

J.J.汤姆逊发现了电子。有许多书籍和论文认为J.J.汤姆逊于1897年发现了电子,但我不同意这种说法。J.J.汤姆逊在这一年仅仅是利用阴极射线很准确地测定了 e/m 值,这虽然是发现电子不可缺少的一步,但不只是他一个人做到这一点。考夫曼几乎同时得到了相同的结果。1897年,J.J.汤姆逊比塞曼、洛伦兹以及(将会看到的)考夫曼的思想更活跃一些,他正确地猜测到:e/m 的值如此之大可能暗示与原子相比存在一种质量非常小的新粒子。但是他并不是第一个做出这种猜测的人。这一年年初,甚至在J.J.汤姆逊和考夫曼发表各自实验结果以前,维歇特在可靠的实验背景下已经提出了同样的猜想。但是J.J.汤姆逊不仅第一个测到了 e/m,而且还得到了 e 值(在正确值的50%以内),从而剔除了所有猜测的成分,但这是1899年的事。以此为根据,人们公认J.J.汤姆逊是第一个粒子的唯一发现者。下面我将按这一顺序,即维歇特、考夫曼、J.J.汤姆逊的顺序,来叙述他们各自独立的贡献。但首先我们要讨论一下有关阴极射线本质的争论,这一争论将物理学界分成了两个阵营:一个以德国人为代表,另一个以英国人为代表,但两个阵营都不完全正确。

现在就让我们回到那个时代。

1. 先驱们的艰难境况。有关通过稀薄空气放电的最早的报导是在 18 世纪。B. 富兰克林的朋友英国人沃森(W. Watson)这样记录

79 了他见到的景象:“在黑暗的房间里,玻璃容器中放电的景象,光彩夺目。”[53]当然,这些实验①直到法拉第去世的时候都是定性的。法拉第自己也研究了这些现象。1838 年他发现[56]稀薄气体管中放电时的辉光被一道暗区与阴极分开。现在称这个暗区为“法拉第暗区”。他对这种现象的评论颇有预言味道:“这个与正负电荷放电条件有关的结果,对电学哲学产生的深远影响将远远超过我们现在的想像,我确信,如果这种现象还特别依赖于介质分子的特性和极化条件的话,其意义就更不同一般。”[57]放电现象不仅使电子得以发现,而且为辨析诸如原子、分子的激活、电离、复合与(离子)雪崩、空间电荷、等离子体效应等提供了丰富的信息源。我们还知道决定放电性质的条件是相当复杂的。这些条件包括残留在放电管内的气体的成分与压力、加在电极两端的电压大小、电极末端的形状、材料性质以及放电管自身的材料和形状等。尽管这些复杂性与我们现在讨论的内容没有多大的关系,但提到它们有一个重要的原因:只有将次效应隐藏起来,人们才能观察到完全以直线粒子束形式出现的阴极射线。这就要求有足够高的真空度。例如将一个长 30cm,宽 2.5cm 的阴极射线管的电极两端加一个 1000 伏的电压,管内的气压就至少需要 0.01cm 汞柱。由于这一原因,我们将再次涉及盖斯勒泵和盖斯勒管。

在 19 世纪 50 到 60 年代,波恩大学的物理学由普吕克尔(J. Plücker)讲授,他在解析几何和投影几何方面作出了令人难忘的贡献。值得注意的是,他对实验有一种爱好。即使如此,他能被写进这段历史却是因为他身边幸运地拥有盖斯勒,有了盖斯勒的真空管,他才能够从事气体放电效应的研究。普吕克尔的结果被记录在一系列

① 参见文献 54、55。

有趣的、定性的而且并不很容易懂的论文里，[58]它包括一些有趣的细节，如气压减小辉光区扩大，以及在磁场作用下辉光会改变其形状等。许多重要的结果是由普吕克尔的学生希托夫(J. W. Hittorf)观察到的。1896年，希托夫观察到一个很重要的现象，并首次提到"辉光射线"(glow rays)，这种射线从阴极处沿直线路径发射出来。[59] 1876年，戈尔茨坦(E. Goldstein)观察到相似的现象，并由他正式命名为"阴极射线"(cathode rays)。[60]

关于这些射线的组成的猜测也同时开始了。电气工程师瓦雷(C. F. Varley)可能是第一个作出如下猜测的人：它们本质上是微粒，"是物质的细小粒子，靠电的作用从负极中发射出来的"。[61]它们在磁场中显示出的特性暗示着它们带有负电荷。这个观点与戈尔茨坦的观点一样。[60] 80

1879年，克鲁克斯发表意见支持这种粒子观点。他在更好的真空条件下做了一系列成功的实验。实验中他把诸如马耳他十字架之类的东西放入到真空管中，以此证明存在明显的阴影；一片金箔可以被射线加热；一个小叶轮实验证实射线可以传递动量。克鲁克斯的描述生动直观，他说到"辐射物"，"分子洪流"以及物质的第四集聚态(a fourth aggregate state of matter)："我们在研究物质第四态时，似乎可以使人相信我们终于掌握、控制了这些不可再分的细小微粒，它们被认为是组成宇宙的物质基础。"[62]这话听起来好像不错。对克鲁克斯来说不可再分的微粒就是气体分子，由于气压的存在，在他的放电管里还残留有气体分子。他认为这些分子因与阴极发生碰撞而带有负电荷。

克鲁克斯的解释发表以后，有关阴极射线组成问题的争论正式开始了。早期所有反对克鲁克斯观点中最激烈的一个来自于戈尔茨坦，他在一个气压确定的、很长的放电管中激发出阴极射线。[63]根据这个气压以及射线是由分子组成的假设，他估算出了分子平均自由程，结果发现这个平均自由程是如此之短，以至于不可能使射线以直线的形式通过。这是人人都能接受的，因此戈尔茨坦的结论是，阴极

射线有可能是一种电磁现象。

这看起来似乎是个很奇特的想法，然而应当记住，那时候人们常常把某些归因于阴极射线的效应看成是次级的效应。举个例子，1883 年赫兹在试验中发现（并不正确）外加的静电场似乎对阴极射线没有作用；而且当阴极射线发射时，放在阴极射线管外的磁针也不摆动。他不否认在阴极管里有电流通过，但他认为这个电流很可能只是一个次级现象。“这种情况不是不可能，即阴极射线更像是电灯泡发射出来的光而不太像是电的行为。阴极射线是电中性的，与光现象非常近似。”[64]（就像菲茨杰拉德很久以前认为的那样[65]）赫兹的许多观察，很可能由于残余在真空管中的气体的电离和空间电荷效应而使实验结果不能恰如其分地反映实际情况。无论如何，他的一般性结论有些大而无当。

81 为了了解 19 世纪 80 年代初期的一些实际情况，读一下由舒斯特于 1908 年写的回忆录是很有益的。在这段历史时期，舒斯特自己就积极致力于阴极射线的试验工作。他在曼彻斯特时是卢瑟福的前任物理学教授。在谈到克鲁克斯的工作时他写道[66]：“克鲁克斯采用粒子观点，并通过积累性质各不相同的证据来证实自己的观点。然而即使在英国，对这个实验的理论意义的认识也表现出严重的漠不关心；在德国，这种微粒子的观点几乎受到普遍的反对……电流只是以太流的观点更符合科学界的心意，并且这种观点被普遍地接受。后来还从这个观点中归纳出了最荒谬的结论……当采纳电流就是以太流这种观点时，就可以用次级效应来解释在降低气压情况下观察到的一些阴极射线效应，因此，在放电过程中还可能伴随有纵向(!)振动或其他振动。所有这些努力都是试图把放电的初始效应和观察到的发光现象分离开来……”

上面的叙述足以代表 19 世纪 80 年代的状况。① 现在让我们看看 90 年代的情形。

---

① 对这一时期其他有趣的实验可参见文献 67。

1891 年，赫兹发现阴极射线可以穿过金属箔。赫兹的学生勒纳受到这一启发，设计了一个用一块很薄的金属片盖在小孔上的真空管，这个小孔称为“勒纳窗”。他可以使金属箔厚到让射线透过，而可见光却不能通过。勒纳关于射线在管外空气或在高真空中穿透能力的研究，使他得出射线不是气体分子的结论，[68]并且射线不在管外电场中弯曲。随后，J. J. 汤姆逊在 1894 年证明射线传播速度远比光速低；[69]接着在 1895 年，佩兰为了收集被阴极射线带走的电荷，在真空管内放了一个金属圆柱体，从而获得了电荷是阴性的直接证据。[70]①

接下来大多数物理学家都停止了这一方面的研究，转而把注意力集中到 X 射线上去了，直到具有决定意义的 1897 年。这一时期的情形可用维恩下面一段话作简要概括②：“众所周知，关于阴极射线的本质有两种互相对立的观点：较早的一种，也就是特别被英国科学界所接受的观点认为射线是一种带负电的粒子流；另一种是被大多数德国科学家，特别是戈尔茨坦、魏德曼（G. H. Wiedemann）、赫兹和勒纳等人所接受的观点，即阴极射线是以太的一种传播形式。尤其是后两位物理学家的实验研究——射线能够穿过金属箔，使第二种理论得到了普遍的认同，因此要使带电粒子的假设得到认同看起来就很困难了……”[71]这样，争论就一直持续到最终有了正确的答案为止。 82

2. 维歇特。阴极射线的本质不是 1897 年年初争论的唯一焦点。那时同样让人疑惑的另一个问题（参见第 2 章）是：X 射线是以太的横向振动还是纵向振动？自 1890 年就在东普鲁士柯尼斯堡大学工作的维歇特，是在这两个有争议的问题上一开始就持正确观点的科学家之一。1896 年 4 月，也就是在伦琴射线发现后的几个月之内，

① 阴极发射的电流带有负电荷的早期观察，都以偏转特性这一更间接的方法为根据。

② 维恩是在维歇特和汤姆逊作完上面谈到的工作后不久写下的。

他这样争辩道："伦琴射线很可能就是一般作横向振动的光波，只不过波长更短。"[72] 1897 年 7 月 7 日，在柯尼斯堡经济物理学会的演讲中，他阐述了从自己的实验中得到的有关阴极射线的结论[73]："这表明我们并非与化学意义上的原子打交道，因为实验中出现的运动粒子要比已知最轻的氢原子小 2000～4000 倍。"这是首次正式书面提出亚原子粒子的存在，并且对其质量给出了合乎实际的界限。然而必须强调的是，这些结论是建立在有关电荷的假设基础之上的。他指出用斯托尼的术语来说，就是"假设电荷是一个电子"。

维歇特向他的听众说明了他的实验方法。他把真空管放在强度为 H 的磁场中，且使磁场垂直于射线发射的方向。这样，射线就沿着曲率半径为 r 的路径运动，即有 $mv=eHr/c$，这里 v 指的是射线速度。如果能证明 v 大于某一特定速率 v_0，则此方程就给出了 m/e 的上限值。用 V 表示电极之间的电势差，则维歇特证明射线的动能①几乎等于 eV：$mv^2\leq 2eV$。由此

$$\frac{v_0 c}{Hr}\leq\frac{e}{m}\leq\frac{2Vc^2}{H^2r^2}$$

83 其中 V,H,r 可由实验测出，余下的问题只是确定合适的 v_0 值②。最后维歇特将阴极射线传播时间与一个赫兹子的周期相比较，从而得到一个与光速的 1/10 量级相当的 v_0 值，这样对于给定的 e 值就可以确定 m 取值的范围了。

1897 年，维歇特移居到哥廷根。1898 年他得到阴极射线速度的实际测量值[75]——但这是在 J. J. 汤姆逊得到同样结果以后。同年他被任命为哥廷根大学新创办的地质物理学的主讲教授(这是他早年众多兴趣中的另一个)，后来他在这里建立起了德国的第一个地质物理学研究所。但他并没有失去对电动力学研究的兴趣，他所从事的

① 在本节所有论及的实验中，$V\sim 10$keV；因此所有的结论都不必考虑相对论效应。

② 早在 1890 年舒斯特就试图用类似的方法确定 e/m 的下限值，可是他的 v 下限值太小了，因而不可能得出任何有益的结论。[74]

关于"李纳德一维歇特电势"的研究工作开始于1900年，但是他的崇高的声望来自于从1897年开始的对地球内部构造方面的研究。也许正是其研究重点的改变，使人们没有很好地留意他在阴极射线方面的重要贡献。①

3. 考夫曼。 W. 考夫曼于1897年4月完成了一篇有关阴极射线 e/m 值的测定方面的论文[76]，有关这方面的研究从他还在柏林大学物理研究所当助手的时候就开始了。他对在电场和磁场中的射线运动与真空管中的气压和残留气体成分的关系问题尤其感兴趣。和维歇特一样，他采用了等式 $mv^2=2eV$，另外他还用了如下的关系式：假设射线按右手坐标系沿 x 方向运动，均匀磁场 H 的方向与 y 方向一致，则射线沿着 z 方向的偏移 z 为（参见方程(4.3)，$k=0$）：

$$m\frac{d^2z}{dt^2}=\frac{e}{c}Hv \tag{4.5}$$

由此可得 z 为：

$$z=H\frac{x_0^2}{2c}\sqrt{\frac{e}{2mV}} \tag{4.6}$$

其中 x_0 是射线在 x 方向上的位移量。

考夫曼的实验表明 z 和 $V^{-1/2}$ 成正比，与真空管中剩余的气体无关，无论这些气体是空气、氢气还是二氧化碳。这意味着对所有气体 e/m 是一个常数，这使他大惑不解："这一结论（e/m 是常数）很难从理论上作出解释，因为如果作最可取的假设，即运动粒子是离子（以电解质的意义来理解）的话，那么对于各种气体应该有不同的 e/m 值。"另外，正如他所理解的那样，还有一个困难。假设 e/m 是常数，可从实验测得的 e/m 量值大约为 10^7 emu/g，"而氢离子的 e/m 值只有 10^4 emu/g"。因此，"我相信，认为阴极射线放射的是粒子的假设，

84

① 例如，1911年他被一致推荐为普鲁士科学院地质物理学部的通讯院士，在推荐信中没有提及任何他在阴极射线方面从事的研究工作。[75]

对于解释我所观察到的这种规律性的现象是不完全适合的”。

类似“一个时代的诞生日”这样的话题也许是茶余饭后最好的谈资。然而，我们却要记下粒子物理学的诞生日。一般认为粒子物理学开创于 1897 年 4 月，而考夫曼和 J. J. 汤姆逊是这一学科的看门人。他们各自高质量的实验方案（汤姆逊的实验方案下面还要讨论），使他们获得了同样高质量的实验结果。考夫曼关于阴极射线的某些特性与阴极射线穿过的气体无关的这一结果，可以说清晰地表明：射线成分具有普适性质。他所获得的 e/m 值也相当准确；如果在他的论文中再加入一个推测，“如果我们假设 e 是电荷的基本单位，与电解质的电荷相同，那么阴极射线必须看成是一种新的物质形式”，那么他就可以与汤姆逊共享 1897 年的荣誉了。也许他从未这样想过，或许想过但认为过于荒谬了。也有可能是柏林的环境使他产生这种想法比较困难；伽菲（我们在第 2 章已经提到过他）大约在 1897 年的回忆可以作为一个证据：“我听泽列尼（J. Zeleny）说，那时他在柏林的瓦尔堡实验室工作，当宣布发现了电子时，柏林没有任何人相信。”[77]那时人们也许不知道考夫曼在想什么，现在我们更不可能知道了。

4. J. J. **汤姆逊。**1903 年，当伽菲和奥斯特瓦尔德（F. W. Ostwald）同时取得博士学位以后，他带着玻尔兹曼的推荐信从莱比锡来到剑桥，在卡文迪什和 J. J. 汤姆逊一起工作。“我必须承认我对实验室的第一印象有些失望。我刚从一个现代化的研究所过来，发现这所著名的学府竟然坐落在一座内墙裸露着砖块的老式建筑之中，而且与我们从前习惯的干净整洁的标准极不相称……无需多说，我只不过是对实验室的外表感到失望，因为卡文迪什内部的科学氛围与活力能够满足我的任何期望。”[77]伽菲对 J. J. 汤姆逊的最初印象是：“数学和物理，物理和数学，以及大量的运动以保持好的身体，这就是他的生活准则。正是这种对目标追求的坚定性，使他在 28 岁就接替了麦克斯韦和瑞利的位置，也使他最终成为英国皇家科学学会

主席，剑桥大学三一学院的院长。……当我来到卡文迪什实验室时，……来自世界各地的学生都期望和他在一起工作，……然而，尽管院长(指J.J.汤姆逊)的指导是我们最急切盼望和尊重的，但是毫不夸张地说，我们非常担心他会去碰我们的设备。我并不想伤害当时最有实验能力、最有理论知识和探索能力的J.J.汤姆逊。我这样仔细描述这个细节……是为了鼓励读者中那些感到自己的能力还没有完全发挥的年轻人。"卡迪文什的第二任负责人瑞利后来这样回忆他的继任者："我怀疑J.J.汤姆逊是否应该成为实验物理学教授，因为那时他只做了很少的实验工作，尽管这已经表明他能够胜任这些工作。但不久之后就证明，对他的任命是完全正确的。"[78]的确，尽管J.J.汤姆逊的最大心愿是成为理论工作者(关于这一点的更详细的内容请参见第9章)，但是他的实验使他成为电子和第一个稳定同位素的发现者，并使他名垂史册。①

1897年4月30日，在英国皇家研究院的一次演讲中，40岁的J.J.汤姆逊宣布了阴极射线e/m值的原始实验结果。[80]开始的时候他讨论勒纳有关阴极射线在不同物质中的吸收实验，然后得出结论："如果假设阴极射线是高速运动的带电粒子，那么这种粒子的大小必定比普通原子、分子要小。这种把物质划分得比原子更细小状态的假设，不免让人感到惊讶。"他继续描述着他的实验发现："我们从阴极射线中发现的e/m值和塞曼根据磁场对钠射线周期所产生的影响的实验中测定的e/m值，都有相同的数量级10^7，这一点的确十分有趣。"J.J.汤姆逊后来回忆说："有一位旁听讲座的杰出同行告诉我，他认为我在用花言巧语欺骗他。"[81]

1897年8月7日，J.J.汤姆逊在《哲学杂志》上发表了一篇有关阴极射线微粒特性的论文。他测定的第一个e/m值等于氢原子的770倍。他断定"m/e如此之小是由于m很小或e太大，或者两者同时起作用"，接着他论证m值如此之小的原因："……依据这种观点，

① 有关汤姆逊的传记请参见参考文献78和79。

我们在阴极射线中发现一种新的物质形态，在这种状态下的物质分割得比普通气态的分子更为细小，这种状态使所有物质都成为同一种类型，全部化学元素都由这种状态的物质构成”。[82]

86

他用他发明的磁场和电场正交的新方法，得出以下结论：阴极射线穿过阳极上的一个小孔沿 x 方向运动，到达真空管的另一部分，然后通过方向为 y、强度为 H 的均匀磁场和方向为 z 强度为 E 的电场。这两个场均使射线向 z 轴方向偏转。根据方程(4.3)(当然在 $k=0$ 时)和洛伦兹力的表式(4.2)可以看出，若 E 和 H 达到一种合适的关系，阴极射线在 z 轴上的偏转就会消失。这时

$$eE=\frac{evH}{c} \quad 或 \quad v=\frac{cE}{H} \tag{4.7}$$

(发现速度 v 的第二种方法暂且不谈。)接下来汤姆逊撤去磁场。在 $t=l/v$ 的时间内，在射线沿 x 方向运动了距离 l 时，电场对射线产生作用使其发生大小为 d 的偏离。这里 d 和 l 是可测的，v 是已知的，根据

$$d=\frac{1}{2}\left(\frac{eE}{m}\right)\left(\frac{l}{v}\right)^2 \tag{4.8}$$

我们可以得到 e/m 值。

在我看来，汤姆逊作为实验科学家的最伟大的时期是在 1899 年，这一年他用我们上述电光的方法得到了粒子，并得出结论：这些粒子就是电子(他是第一个作出这一结论的人!)。① 他说：“用紫外线测出的 m/e 值与阴极射线得到的值一样。”[84] 在同一篇论文里，他还宣布了从另一种实验得到的几个 e 值；这些值都是用他的学生威尔逊(C. T. R. Wilson)最新创造的一种方法测出的。威尔逊发现带电粒子能成为它周围的过饱和水蒸气的冷凝核；这也是云雾室技术的第一次应用。他通过计算带电粒子的数目，用电学方法来确定它们的总电量，从而得到 $e\simeq 6.8\times 10^{-10}$ esu。从创意的新奇来看，这个

① 有关光电效应的历史见参考文献 83。

结果是令人满意的。

1899 年，当 J. J. 汤姆逊在法国多佛的一个英法科学家联合会议上演讲时，大多数疑难都已解决。他给出的电子质量是 3×10^{-26} g，其数量级是正确的。麦克斯韦的困难——电分子的普适性已经克服了，原子也是可分的。“起电在本质上就是原子的分裂，是原子质量的一部分获得自由，并且从原来的原子中分离出来。”[85]

(e) β 射线是电子束

到 1899 年底，人们普遍接受了塞曼—洛伦兹离子、阴极射线、光电子这些现象都是电子的观点，尚有 β 射线有待证实。很快，这一点也确证无疑，少有反对更没有引起惊奇，因此对一过程我只需作如下简述。①

1899 年，有四个实验室在研究 β 射线的磁偏离现象。其中一个声称磁场对 β 射线没有影响，[87]另外三个则发现 β 射线存在像阴极射线那样的磁偏离现象。[88]1900 年，居里夫妇研究 β 射线的电性时发现它带负电。[89]那年提出了各种早期确定 e/m 值的方法，其中包括贝克勒尔的值；这些 e/m 值与阴极射线的 e/m 值相似。[90,91]不久以后，考夫曼把镭发射出的 β 射线放进电磁场中进行了一系列详细的实验。1902 年，他得出结论：“在低速情况下，激发贝克勒尔射线的电子质量计算值与阴极射线得到的电子质量值相同，其误差在观察范围之内。”[92]从那以后，人们就认为 β 射线是电子的问题已经解决。

在早期实验阶段，人们对核内电子（称为核电子）和在核外绕核作圆周运动的电子（称原子电子）之间的区别并没有任何认识，因为那时还没发现原子核。几年以后，在少量的判别这两类电子的身份的实验中，没有得到什么惊人的结果，倒是对它们的等电量做了仔细研究。[93]随着 20 世纪 30 年代对核电子 e/m 精确值的研究热潮[94]的复

① 详见参考文献 86。

兴，得到了更为精确的 e/m 测量值。[95]在证实这两类电子的同一性的实验中，由戈德哈伯（G. S. Goldhaber）和 M. 戈德哈伯（M. Goldhaber）设计的实验最为巧妙且最具说服力。[96]他们指出：不管用什么方法，如果能够证明核电子与原子电子不同，那么，被俘获的核电子的原子就不会受到不相容原理的限制，从而落到一个低能级的原子状态。这样，人们就可推测这种电子俘获将伴有 X 射线发射。但并未发现这样的射线——于是问题得到解决。

(f)相对论运动学

没有狭义相对论揭示的运动学规律，粒子物理是不可理解的，特别是对于一个自由运动的稳定的粒子，它的能量(E)、冲量(p)、速度(v)和静止质量(m)的关系是

$$E=\frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{4.9}$$

88 这个公式最早是 1905 年由爱因斯坦给出的。[97]还有

$$p=\frac{mv}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{4.10}$$

是 1906 年最先由普朗克给出的[98]。这两个公式对实验科学家和物理科学家来说都是不可缺少的工具。根据公式可得到特殊的零速关系式：

$$当\ v\to 0\ 时，E\to mc^2 \tag{4.11}$$

这几个公式在很长一段时间内没有得到应用（1912 年，卢瑟福还不太了解[99]方程(4.9)）。它们也曾被用来检验狭义相对论的正确性。在这一章的结尾，我对以电子为检验对象的实验作了一些评论。①

① 更详细的情况见参考文献 2，以及米勒（A. Miller）对狭义相对论历史的详细研究。[100]

这些实验是本世纪最早的高能实验，用的是当时所知的最快的粒子——镭源辐射出的β射线。

首先回顾一下公式(4.9)～(4.11)，它们的力量在于它们的普遍性。它们与动力学细节无关，特别是和质量m的来源和特性无关。能量关系式(4.11)的具体形式在1905年之前就知道了。早在1881年，J.J.汤姆逊就指出了一个带电体的质能关系。[101]不久，第一个E-m-v理论关系式就出现了，它是建立在带电粒子的特殊模型基础上的：不论速度是多少，其形状都是一个刚性小球体。哥廷根的理论物理学家亚伯拉罕(M. Abraham)对这个模型作了非常仔细的研究。[102]这里我不想重复他给出的作为m,v函数的E和p的复杂关系式[103]，但要指出，他的关系式与公式(4.9)和(4.10)相去甚远，因为刚性球体不属于相对论中的物体。

此时，考夫曼从柏林搬到了哥廷根，和亚伯拉罕成了朋友。1901年，考夫曼发表了关于β射线的第一篇论文《磁和电对贝克勒尔射线的偏移作用和由此显现的电子质量》。[104]从一开始，他就心怀两个目标：一是测定β射线的荷质比e/m；二是通过实验发现能量E、速度v和质量m三者之间的关系。如上所述，从19世纪80年代，文献中就有关于这个问题的讨论了。他很快就意识到，镭源可以同时对这两个目标进行探究。事实上他已经注意到(但他不可能完全理解)，从他的辐射源发出的β射线有一个很宽的速率范围。在这一范围内有适合检测e/m值的慢速率的射线，也有达到$v/c\simeq0.7-0.98$的快速率射线；这些快速率射线就是用来检验E-m-v关系的最理想的工具。只要改变电磁场就能够选择具有某种速度v的电子射线进行实验。1902年，考夫曼在一篇论文中宣布了两个检测结果，[92]第一个e/m值在容许的误差范围内和阴极射线的e/m值一致，如前所述；第二个就是E-m-v关系，这个关系“可以通过亚伯拉罕公式精确给出”。1903年，这个结论在改进的实验中再一次被证实。[105]

89

第二年，洛伦兹发表了他的E-m-v关系，这个关系式与(4.9)接近但并不完全一样[2]。接下来是爱因斯坦，再后来(也是最后一次)是

考夫曼。新的结论促使他重新做了实验;他又一次认同亚伯拉罕的模型:“实验结果和洛伦兹–爱因斯坦的关系式不吻合。”[106]爱因斯坦看了他的论文却无动于衷,他于 1907 年写道:“这些理论(指亚伯拉罕和其他人的理论)的正确性只具有很小的可能性,因为他们的关于运动电子质量的基本假设对于包含广泛而复杂的现象的理论系统来说是不可信的。”[107]

为检验(4.9)式的正确性,人们还得花费数年时间。[2,100] 1912 年,维恩写信给斯德哥尔摩,[108]建议给洛伦兹和爱因斯坦授予诺贝尔奖。但他并没有认为这个论题已经解决:“谈到阴极射线和 β 射线的新实验,我不认为它们已经作出了有力的最终证明。这些实验还非常难以捉摸……”直至 1916 年,所有的疑惑才被完全解开。

后来,狭义相对论渐渐不可阻挡地得到了证实。1905 年,爱因斯坦明确证实他的基本理论可以适用于所有物理学领域。早期对这一理论的检验基本上都局限于电磁领域。理由很简单,因为没有人知道其他现象可用于检验相对论。动力学关系式(4.9)和(4.10)的证实就属于狭义相对论在新领域的早期应用。后来,出现了索末菲的原子光谱结构理论(1916 年),再后来又出现了德拜(P. Debye)和康普顿(A. H. Compton),将康普顿效应应用于运动学(1923 年)。[109]

质能关系(4.11)式花费了更长的时间(直到 20 世纪 30 年代)才显现出它的巨大价值。1912 年,泡利这样描述了这一关系式:“在未来的某一时期,也许可以通过观察原子核的稳定性来检验能量的惯性定律。”[110]我将在第 11 章重述这个问题。

References

1. E. N. da C. Andrade, *Rutherford and the nature of the atom*, p. 48, Doubleday, New York 1964.

2. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 7, Section (e), Oxford Univ. Press 1982.

3. J. C. Poggendorf, *Ann. der Phys. u. Chem.* **125**, 151, 1865.

4. E. N. da C. Andrade, *Vacuum* **9**, 41, 1959.

5. *Faraday's Diary*, Vol. 3, p. 234, Ed. T. Martin, Bell, London 1933.

90

6. J. Plücker, *Ann. der Phys. und Chem.* **103**, 88, 1858; Engl. transl. in *Phil. Mag.* **16**, 119, 1858.

7. Ref. 5, Vol. 7, pp. 436, 437, 455.

8. G. Shiers, *Sci. Am.* **224**, May 1971, p. 80.

9. *Nature* **17**, 169, 1877.

10. Cf, e. g. G. L. Weissler and R. W. Carlson, *Vacuum physics and technology*, Academic Press, New York 1979.

11. C. F. de C. Dufay, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **38**, 258, 1734, repr. in W. F. Magie, *A source book in physics*, pp. 398－400, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass. 1965.

12. B. Franklin, letter to P. Collinson, May 25, 1747; see *Phil. Trans. Roy. Soc.* **45**, 98, 1750, repr. in W. F. Magie, Ref. 11, pp. 401－2.

13. H. W. Meyer, *A history of electricity and magnetism*, M. I. T. Press, Cambridge, Mass. 1971.

14. G. T. Fechner, *Ann. der Phys. und Chem.* **64**, 337, 1845.

15. W. Weber, *Ann. der Phys. und Chem.* **73**, 193, 1848.

16. E. Whittaker, *A history of the theories of aether and electricity*, Vol. 1, p. 203, Nelson, London 1958.

17. J. C. Maxwell, *A treatise on electricity and magnetism*, p. 307, Clarendon Press, Oxford 1873.

18. M. Faraday, *Experimental researches in electricity*, §§662－4, 842, Quaritch, London 1839.

19. Ref. 18, §666.

20. Ref. 18, §783.

21. Ref. 18, § § 830, 835.

22. Ref. 18, § 851.

23. Ref. 17, Part 2, Chapter 4.

24. Cf. *Selected writings by Hermann von Helmholtz*, p. 409, Ed. R. Kahl, Wesleyan University Press. Middletown, Conn. 1971.

25. Ref. 18, § 852.

26. Ref. 18, § 869.

27. J. C. Maxwell, *The scientific papers of J. C. Maxwell*, Ed. W. P. Niven, Vol. 2, p. 418, Dover, New York.

28. Ref. 27, Vol. 2, p. 361.

29. Cf. e. g. F. Richarz, *Ann. der Phys. und Chem.* **288**, 385, 1894.

30. F. Trouton, *Nature* **87**, 50, 1911.

31. G. J. Stoney, *Phil. Mag.* **11**, 381, 1881.

32. Ref. 2, pp. 83—5.

33. G. J. Stoney, *Phil. Mag.* **36**, 132, 1868.

34. J. Loschmidt, *Wiener Ber.* **52**, 395, 1866.

35. G. J. Stoney, *Trans. Roy. Dublin Soc.* **4**, 563, 1888—92; *Phil. Mag.* **38**, 418, 1894.

36. M. Planck, *Ann. der Phys.* **4**, 564, 1901.

37. L. P. Williams, *Michael Faraday*, p. 499, Basic Books, New York 1965.

38. Ref. 27, Vol. 2, p. 790.

39. Ref. 5, Vol. 7, p. 465.

40. Ref. 27, Vol. 2, p. 225.

41. J. G. Tait, *Proc. Roy. Soc. Edinb.* **9**, 118, 1875.

42. H. Kamerlingh Onnes, *Physica* **1**, 241, 1921.

91 43. T. C. Mendenhall, in *The Physical papers of H. A. Rowland*, p. 16, Johns Hopkins Univ. Press; Baltimore 1902.

44. H. A. Rowland, *Phil. Mag.* **13**, 469, 1882.

45. P. Zeeman, *Versl. Kon. Ak. v. Wetensch. Amsterdam* **5**, 181, 1896, transl. in *Phil. mag.* **43**, 226, 1897. An appendix to the English translation contains references to the earlier work by Tait and by the Belgian physicist Fievez.

46. P. Zeeman, *Versl. Kon. Ak. v. Wetensch. Amsterdam* 5, 242, 1896, transl. in *Phil. Mag.* 43, 226, 1897; cf. also W. F. Magie, Ref. 11, p. 384.

47. H. A. Lorentz. *Arch. Néerl.* 25, 363, 1892, repr. in H. A. Lorentz. *Collected Papers*, Vol. 2, p. 164, Nyhoff, The Hague 1936.

48. H. A. Lorentz, *Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*, Section 12, Brill, Leiden 1895; *Coll. papers*, Vol. 5, p. 1.

49. See Ref. 2, pp. 145—6.

50. P. Zeeman, *Versl. Kon. Ak. v. Wetensch. Amsterdam* 6, 13, 99, 1897, transl. in *Phil. Mag.* 44, 55, 255, 1897.

51. P. Zeeman, *Phil. Mag.* 44, 60, 1897.

52. J. A. Brashier, *Autobiography*, p. 79, Riverside Press, New York 1924.

53. W. Watson, *Phil. Trans. Roy. Soc.* 45, 93, 1748; 47, 362, 1752.

54. Ref. 16, p. 349.

55. J. Müller and C. Pouillet, *Lehrbuch der Physik*, Vol. 4, Bk. 5, p. 1003, Vieweg, Braunschweig 1914.

56. Ref. 18, §§1526—43; Ref. 5, Vol. 3, pp. 239—59.

57. M. Faraday, *Phil. Trans. Roy. Soc.* 128, 125, 1838.

58. J. Plücker, *Ann. der Phys. und Chem.* 103, 88, 151, 1857; 104, 113, 622, 1858; 105, 67, 1858; 107, 77, 497, 638, 1859.

59. J. W. Hittorf, *Ann. der Phys. und Chem.* 136, 1, 197, 1869.

60. E. Goldstein, *Monatsber. Ak. der Wiss. Berlin, 1876*, p. 279.

61. C. F. Varley, *Proc. Roy. Soc.* 19, 236, 1871.

62. W. Crookes, *Chem. News* 40, 127, 1879.

63. Cf. G. H. Wiedemann and E. Goldstein, *Phil. Mag.* 10, 234, 1880.

64. H. Hertz, *Ann. der Phys. und Chem.* 19, 782, 1883.

65. G. FitzGerald, *Nature* 55, 6, 1896.

66. A. Schuster, *The progress of physics during 33 years (1875—1908)*, Arno Press, New York 1975.

67. Ref. 16, pp. 353—7.

68. P. Lenard, *Ann. der Phys. und Chem.* 51, 225, 1894; 52, 23, 1894.

69. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **38**, 358, 1894.

70. J. Perrin, *Comptes Rendus* **121**, 1130, 1895.

71. W. Wien, *Verh. Phys. Ges. Berlin* **16**, 165, 1897.

72. E. Wiechert, *Schriften der Phys.-Ökonomischen Ges. zu Königsberg* (*Abh.*) **37**, 1, 1896; idem. *Sitzungsber.* **37**, 1896, p. 29.

73. E. Wiechert, ibid. **38**, 3, 1897.

74. A. Schuster, *Proc. Roy. Soc.* **47**, 526, 1890.

75. E. Wiechert, *Ann. der Phys. und Chem.* **69**, 736, 1899.

75a. C. Kirsten and H. C. Körber, *Physiker über Physiker*, Vol. 1, p. 197, Akademie Verlag, Berlin 1975.

76. W. Kaufmann, *Ann. der Phys. und Chem.* **61**, 544, 1897.

77. G. Jaffe, *J. Chem. Educ.* **29**, 230, 1952.

78. Lord Rayleigh, *The life of Sir J. J. Thomson*, p. 20, Cambridge Univ. Press 1942.

92 79. G. P. Thomson, *J. J. Thomson*, Nelson, London 1964.

80. J. J. Thomson, *The Royal Institution Library of Science*, Vol. 5, p. 36, Eds. W. Bragg and G. Porter, Elsevier, Amsterdam 1970.

81. J. J. Thomson, *Recollections and reflections*, p. 341, Bell & Sons, London 1936.

82. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **44**, 311, 1897.

83. Ref. 2, pp. 379—82.

84. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **48**, 547, 1899.

85. Ref. 84, p. 565.

86. M. Malley, *Am. J. Phys.* **39**, 1454, 1971.

87. J. Elster and H. Geitel, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* **1**, 136, 1899.

88. F. Giesel, *Ann. der Phys. und Chem.* **69**, 834, 1899; S. Meyer and E. von Schweidler, *Phys. Zeitschr.* **1**, 90, 113, 1899; H. Becquerel, *Comptes Rendus* **129**, 996, 1205, 1899.

89. M. and P. Curie, ibid. **130**, 647, 1900.

90. H. Becquerel, ibid. **130**, 809, 1900.

91. E. Dorn, ibid. **130**, 1129, 1900.

92. W. Kaufmann, *Phys. Zeitschr.* **4**, 54, 1902.

93. R. Ladenburg and Y. Beers, *Phys. Rev.* **58**, 757, 1940; Y. Beers, *Phys. Rev.* **63**, 77, 1943.

94. Cf. H. R. Crane, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 278, 1948.

95. C. T. Zahn and A. H. Spees, *Phys. Rev.* **53**, 357, 1938.

96. M. Goldhaber and G. Scharff-Goldhaber, *Phys. Rev.* **73**, 1472, 1948; cf. further W. Davies and M. Grace, *Proc. Phys. Soc. London* A **64**, 846, 1951.

97. A. Einstein, *Ann. der Phys.* **17**, 639, 1905.

98. M. Planck, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* **4**, 136, 1906.

99. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **24**, 893, 1912.

100. A. I. Miller, *Albert Einstein's special theory of relativity*, pp. 325—52, Addison-Wesley, Reading, Mass. 1981.

101. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **11**, 229, 1881.

102. M. Abraham, *Phys. Zeitschr.* 4, 57, 1902; *Ann. der Phys.* **10**, 105, 1903.

103. Cf. Ref. 2, Eqs. (7.29) and (7.30).

104. W. Kaufmann, *Goett. Nachr.* 1901, p. 143.

105. W. Kaufmann, ibid. 1903, p. 90.

106. W. Kaufmann, *Ann. der Phys.* **19**, 487, 1906.

107. A. Einstein, *Jahrb. Rad. Elektr.* 4, 411, 1907.

108. W. Wien, letter to the Royal Swedish Academy of Sciences, early January 1912; cf. also Ref. 2, p. 506.

109. Cf. Ref. 2, p. 413.

110. W. Pauli, *Encyklopäie der mathematischen Wissenschaften*, Vol. 5, Part 2, p. 539, Teubner, Leipzig 1921.

5. 插曲:最早的生理学发现

> 医学中成熟的应用科学,就像物理学一样,须对已掌握的基本事实,特别是对这些基本事实所包含的实质内容具有高度确定的了解,可是在大多数医学领域中我们没有做到这一点。
>
> 刘易斯·托马斯,*The Medusa and the Snail*,1979

1981 年 1 月,美国总审计局(GAO—General Accounting Office)的总审计官在国会上公布了他们的一篇报告[1],题目为《评估低强度离子辐射致癌的几个问题》。这篇报告是在有关专家的帮助下草拟的,包含了一些最新的观点,其中就有 1980 年《离子辐射的生理反应Ⅲ》报告的摘要。这一报告是国家科学院院士们准备的最新资料,其涉及的问题的极端复杂性,不仅表现在政治上,而且表现在科学领域,因此这些科学家直到最后一次小组会议也没有形成一致的意见。GAO 报告的主要结论,明显地表达出了这种不确定性。[3]

"科学家们试图精确地了解电离辐射导致癌变的机制,以及对于给定的辐射量引发癌症的可能性……科学家们还无法确定癌症的最基本的特征,更不能确定地描述出辐射在其中的作用。"

但这决不是因为没有做足够的努力。到今天为止,全世界关于这个课题的论文估计已超过了 80000 件。从 1898 年以来,仅美国政府支持这个领域的研究经费就超过了 20 亿美元;最近一段时期,平均每年要花大约 8 千万美元。尽管和美国全年健康医疗总支出(医院管理费、服务费、药费、保险费、器材费、研究经费等等)相比,这个新近的数字并不是特别突出,因为前者在 1978 年估计已达到 140 亿美元[4],但这仅是个保守数字。"低强度辐射是一个难以精确定义的

术语,至今仍没有确切的界定。因此一定剂量和剂量速率(dose rate)的辐射是否被确认为'低',可能要取决于做出判断的人,或者辐射源及辐射类型,或者身体被照射的部位以及其他的一些因素。" 94
所以在 1981 年是否还有更多的无须向国会报告的财政支出,就不得而知了。[5]

无论是我们对安全辐射限度缺乏统一的认识,还是对癌症的本质缺乏了解,都不能掩盖自伦琴和贝克勒尔以来,我们在离子射线对生物机体的影响方面的认识上所取得的巨大进步,这些进步即表现在技术水平上,又表现在基础生物学上。只要考虑到前面所描述的那些发现对医学界的影响,这一点就再清楚不过了。而这正是本章所要讲述的主要内容。我把这超出物理学范围的问题单立一章,目的是要强调无论是那些发现产生的新鲜感,还是它们出乎意料的性质,在对应的生理学和医学应用过程中都有类似的情况。

为了便于理解,最好首先回顾一下那个时期未知的一些基本原理。其中最重要的一点是射线对生物系统产生影响的一个关键性质,即这些射线的电离能力。当时人们对此缺乏了解这并不奇怪。1895 年,当伦琴发现 X 射线时,离子是电解时的一种常见物质,但过了 4 年人们才认识到这些离子是被分开了的原子。① 另外,至少在 1910 年以前,大多数物理学家对射线被物质吸收的概念都是错误的。② 当然,了解 X 射线穿透物体时所发生的情况是必要的,但这对于理解它穿透一个活细胞时所产生的破坏却不充分。现在我们在这方面的知识还不完善,因此只能推迟到以后再来讨论它。注意到如下一点很重要(这一点曾被塞威尔(D. P. Serwer)所强调[6]),即在第一次世界大战之前的几年里,物理学与临床放射学是各自独立进行研究的,相互间没有什么关联。也正因为这样,医学界才花费了那么长的时间来吸收物理学前沿汇集的那些信息。

---

① 参见(4d4)。

② 参见(8c)和(8d)。

由于战争的迫切需要,转向临床放射学研究的物理学家显著增加。① 在这些离开了他们的早期研究项目的人中,必须特别提到X射线衍射现象的发现者之一,W. 弗里德里希及他的实验合作者们。② 正是W. 弗里德里希在1918年首先引入了辐射量的绝对单位,也就是后来人们所称的"伦琴":在室温室压下一立方厘米的空气中,在饱和电流中通过电离作用转移一个静电单位的电荷所需的辐射数量。[7] 量化方法的普及通常都需要一个漫长的过程,"伦琴"也不例外。直到1928年,一个关于X射线的国际委员会召开了首次会议以后,这个单位才在国际范围内被接受。[8] 而现在惯用的单位rem
95 是以后才引入的。③ 1960年以来,美国建议对由于职业而遭受辐射的人,最大辐射限度为每年全身12rems,一般人群则应小于0.5 rems,这与早先建议的水平相比已经减少了很多了。[10]

还有一个不为那些先驱者所知的基本事实:1927年根据穆勒(H. J. Muller)的研究结果首次发现,这种新的射线会诱发基因突变。④[11] 实验显示受过辐射的果蝇几乎100%都呈现出变异,从而"首创了人工改变遗传物质本身的可能性"。[12] 这样,免遭辐射侵害的保护措施的需求,也变得紧迫起来。突变是所有损害中最严重的。⑤ 有多少受到辐射损害的人能够容忍这种损害继续下去,并且继续损害他们的子孙后代?

有关这个问题的讨论仍在继续。现在我们还是回到情况不太好的时期。在《历史的医学教训》这篇短文中,托马斯认为',早期医学

---

① 参见(11g)。

② 参见(2a)。

③ 1rad=100erg/gram,是物质吸收辐射的能量单位。1伦琴辐照量导致X-,γ-和β-射线1rad的吸收剂量。以rad为单位吸收的剂量被一相当主观的"品质因数"Q增加许多倍,就是用rem表示的剂量当量。对X-,γ-和β-射线,Q被指定为价值单位。这样,1rad的辐射对应于1rem,对中子或质子来说,Q被定为10左右,对α粒子或更重的核,为20。[9]

④ 早期曾经猜测X射线可使染色体受到损害。

⑤ 据信,基因具有修复突变损害的嵌入机制(built-in mechanisms)。

历史是一部沉重的悲剧,他强调说:“几乎任何被认为可能用于医疗的东西都会在某个时候被尝试,并且一旦试验过,在它们被彻底放弃之前,都要沿用几十年甚至几个世纪。回想起来,这是人类最轻率、最不负责任的一种试验,而且这种试验完全建立在试错的基础上,而其所导致的结果也恰恰是新的尝试和错误。”如果省去“几个世纪”这个词,那么这段评论就会是下面一些文字的恰当概括。

在伦琴关于X射线的第一篇论文[13]中,发表了一张有伦琴妻子的手部骨骼的照片,于是许多带有相似的照片的文章如雨后春笋般地涌现出来。其中一些我很喜欢,尤其是从一本学术杂志[14]里发现的一张被猎杀的野鸡的翅膀的照片。1895年12月28日,在伦琴射线被发现之后的几周内,许多人便意识到了它对于医疗诊断的意义。后来,宾夕法尼亚州立大学的病理解剖学工作者在1896年2月15日的《医学消息》上说[15]:“伦琴神奇的发现注定要带给医学可能是最有价值的诊断手法,这在近几年已得到证实……这种神奇方法的广阔应用为外科手术开辟了无尽的想像空间……据说,已经可以用这种方法对肾结石作出诊断,……它提供了一个辨别脱臼和骨折的新方法,……而产科医生在胎儿骨骼初步形成之后,就可以看到子宫中的胎儿……医学家们很快就认识到这一方法所具有的巨大价值…… 96 一旦医院需要,就可以很容易地用伦琴射线得到一张所需要的感光照片(shadow picture)……这样的装置所需要的全部费用不超过50美元。”这篇论文中的“感光照片”就是指X照片,这个术语在随后几年的一些文献中频繁出现。

这篇文章的作者并没有夸张。临床应用发展得很快,尤其是在人们意识到注入一些不透明的液体可以提高X照片的对比度之后。到了1896年,几家医院及一些私人医生便拥有了他们自己的X光设备。

X射线技术能够被迅速采纳还得益于早期军事领域的需要。“早在1897年X光设备便服役于不列颠对苏丹的远征军中。同样,

在同年的希腊对土耳其的战争中，在西班牙与美国的战争中以及布尔战争中都用到了 X 光设备。”[16]（关于 X 光技术在第一次世界大战中的应用，参见(11g)）。

在其他各方面的应用也陆续出现了：1896 年，X 光照片已被作为法庭证据了。法国和英国最先这样做。[17]同年稍后，主持丹佛法院的博学的法官在认可以一张 X 光照片作为物证时说[18]：“让法院敞开大门迎接严谨的科学发现吧。现代科学已经使人们可能看到人体的组织器官，并且帮助外科医生揭示隐藏着的奥秘。这种方法作为确定了的科学事实而为人们熟知和承认，在这种情况下，我们相信（如果你同意这么说）首先承认并接受它，是我们的责任。”①

同样在 1896 年，在几个不同的国家都出现了关于微生物领域的 X 光辐射研究也许会取得重要医学成果的想法。这一想法产生的根源，我们可以从 1896 年 2 月 22 日《医学消息》上的一篇文章中清楚地了解[20]：“众所周知，阳光具有确定无疑的杀菌作用，如果让七色光通过一个装有杆菌培养液的瓶子，那么里面的各种不同的杆菌便会表现出一种选择行为。让伦琴射线杀死人体中的细菌是完全可能的，这一点已经被不止一个细菌学家所认识。”顺便提一下，几个星期之后，纽约市健康委员会的几名官员宣布了研究 X 射线对白喉杆菌的作用的计划，[21]这些 X 射线对细菌培养液的作用的早期研究，对科学界只起了很小的几近于零的影响。[22]

同年，对人体的直接辐射也开始了，这种做法看起来也似乎是合理的。早在 10 年以前，芬森(N. R. Finsen)便已指出，通过紫外线照射可以成功地治疗狼疮（一种皮肤结核病），而且在他的指导下，1896 年 4 月在哥本哈根成立了一个特殊的“光学研究所”以研究这种方法。（1903 年芬森因此获得了诺贝尔医学奖。）现在皮肤病专家试图用新的射线来治疗各种皮肤病。

97

---

① 1903 年，《布鲁克林医学杂志》(*Brooklyn Medical Journal*)发表了对这些早期美国法院案例的评论。[19]

然而,医学上的成功几乎立刻就被危害的阴影所笼罩。

早在1896年,世界许多地方就有了有关X射线诱发的不良影响的报道。在许多情况下,对局部皮肤进行X光照射就会导致脱发、发炎,甚至皮肤灼伤。警告的词语开始在医学文献中出现,但也有《对因伦琴射线辐射而导致皮肤病造成的恐惧提出异议》这样一类的文章。[23]一位著名的电子工程师汤姆逊(E. Thomson)对并不影响人体知觉的放射线会对人体组织产生如此大的作用,感到非常难以理解。1896年12月16日,由美国工程师学会主办的在纽约召开的"伦琴射线研讨会"上,他就在自己身上做的一个实验作了报告[24]。他把一个指头放在距离一个X射线管两公分的地方,每天都这样辐射30分钟。"5天,6天,7天,8天过去了,什么也没有发生,我觉得人们对于这种射线的作用产生了误解。但是第9天这根手指开始发红,第12天出现了一个水泡,很痛。第13天、第14天……水泡已经覆盖到所有未被辐射部分的表皮,后来还到了手指的另一面。所有的表皮都掉了,剩下一片溃烂,除了指尖部分以外都毫无复原的可能。(近来)疼痛实际上已经停止了……大自然好像还没有什么办法能使那根手指的表皮恢复得完好如初……有一段时间那是一个非常难看的疤痕,一看见它就会让我感到愤怒。"

在那开拓的年代里,E. 汤姆逊对数星期的因果滞后的观察,为X射线为什么能够导致这么多的疾病甚至死亡,提供了一个重要的解释。那时辐射引起的病理学变化还未得到充分的研究,人们不知道这种滞后有时可能不止几个星期,甚至会是几年。我相信有许多例证表明在很长的一个时期里,人们忽视了早期危险的信号。

由于得到X光设备并不需要很多花费,也不困难,而且人们对看一看这些神秘的照片又产生了浓厚的兴趣,所以X光设备经常被使用不当,从而事故率进一步提高。1896年哥伦比亚大学的一名教师,由于在纽约的一个著名的百货公司——鲜花谷公司中连续做了几个星期的X光演示,遭受了严重的皮肤损害。[22]芝加哥的一名医生讲述了另一名男子的病例[25]:"由于伦琴射线的伤害他死于1908年,

98 它所受的大部分辐射还是在 1907 年冬天的一次教堂义卖会上发生的,他将双手及两臂暴露在辐射线下面……我私下警告过他,但他对我的警告一笑置之。"

事故迅速增加。1897 年一名军医记录道[26]:"无论是在辐射的时间长度上($11\frac{5}{6}$小时)和辐射的面积上(15×8 平方英寸),还是在造成的伤害程度上,最近的医学文献没有记录过任何可与 X 射线灼伤事例相比拟的医学事例,……这种病例最悲惨的特征是剧烈的疼痛,只有吗啡才能控制……表皮被完全剥蚀,而治愈速度之慢,简直令人难以置信。"还是在 1897 年,有关 X 射线对深层组织的损伤的事例也被首次披露出来。[27]那一年的《美国 X 射线杂志》(*American X-ray Journal*)第一次对全国范围内受 X 射线伤害的情况做了调查。共有 69 例伤害事故,每一例事故都有如下统计数据:所使用的辐射设备、辐射次数、辐射持续时间以及离辐射源的距离。这些临床数据显然十分有用,然而在早期文献中却几乎没有记录任何这方面的实验资料,不免令人惊讶。大约在 1902~1903 年之间,人们发现了新的危险:X 射线能导致不孕、血液和造血器官病变,还会导致癌症。[28]

同时,大量受 X 射线伤害的病例开始引起公众的愤怒。病人因受损害而上诉,有时上诉成功,从而增加了在医疗中对安全剂量的关注。1903 年,含铅玻璃和橡胶被作为屏蔽装置引入到[29] X 射线设备中。费城的一名医生建议[30],把病人放在一块铅屏之后,"铅屏放在离要治疗的部位足够近的地方,让病变区域及周围的一些正常组织暴露出来"。另外,一些医学组织开始强调需要制定一些法律限制,以使 X 光设备只能被合格的人来使用。[31]

在早年岁月,因受到 X 射线辐射导致伤害甚至死亡的人中,没有任何团体比从事医学职业的人付出的代价更为惨重的了。[32]布朗(P. Brown)曾一度是美国伦琴学会的历史学家,他在 1936 年出版的有关美国的医学牺牲者一书[25]中指出,这种现象很难解释清楚。他指出,对这个新发现的兴奋感使人失去戒备,还有非专业方面的高度

兴趣,以及这些设备的生产者坚持追求设备的便于操作性……这都是起作用的一些因素。布朗收集的病例史是可怕的,其中在旧金山有一位名叫阿舍姆(E. F. Ascheim)的医生,她"尽管知道危险,但仍然不保护自己,不仅一次又一次地在实验及常规治疗中辐射自己,而且还利用这种方法为病人证明这种操作是没有痛苦的"。她再三拒绝对她那已严重溃烂的手进行治疗。在一条手臂被齐肩切断了3个月之后,她死了。还有一个名叫多德(W. J. Dodd)的马萨诸塞州总医院的伦琴射线专家,"不知是大意还是真的不知道危险,他在操作中从不保护自己"。在经过50次全麻手术以后,他最后死于肺癌转移。还有许多这样的病例。 99

镭也引起伤害,然而它对早期的生理学所产生的可怕影响,与X射线相比要小得多。据我所知,在第一次世界大战前几年,放射性物质镭并没有导致致命的伤害。这主要是因为镭是一种非常稀有的物质,而且商业价值十分昂贵(直到20世纪初每毫克还要100美元)。高价格阻碍了对它的研究,但同时也使庸医无法问津。由于科学及经济上的原因,加快了辐射强度单位居里①的引入,这个单位早在1912年便在国际上得到了承认,远早于X射线单位——伦琴。

在细菌及动物体上进行镭辐射的实验早就开始了。早在1901年就发现,在遭受镭辐射大约3小时以后,大量球菌便被有效地杀死了[33]。1904年的一篇评论中说:"对于幼小的动物,……把一点封在玻璃管中的镭放在脊柱上就可以导致死亡。在镭的辐射下昆虫幼虫及胚胎的成长会发生变化,且极易产生畸形。还会出现非正常构成的未受精卵。"[34] 1904年,皮埃尔·居里和他的合作者[35]把几只老鼠放在装有镭的容器里,4至9小时以内,老鼠一只只死亡。辐射强度

① 辐射物质每秒钟产生3.7×10^{10}个原子的衰变称为1居里强度。

越高,死亡越快。①

同时也观察到了镭对人体作用的第一个证据。为了证实关于由辐射引起的皮肤传染病的第一篇报道[40](1900年),第一个在德国生产销售辐射盐的人盖舍尔(F. O. Giesel)将一个放有镭一钡溴化物的小瓶贴在自己的手臂上,并且持续了两个小时。"2～3个星期以后,皮肤严重感染,接着开始脱落。"[41]贝克勒尔也有过相似的经历[42]。为了准备一个演讲示范,皮埃尔·居里借给他一些用玻璃瓶装的浓缩的含镭物质。贝克勒尔把它放在背心的一个口袋里,放了6个小时。10天后,这个辐射导致了这一部位出现一个红色斑点,继而皮肤开始剥落。在被告知这一不幸事件之后,皮埃尔·居里决定在自己的身上检验一下,于是他把自己的手臂在一个弱辐射源下持续暴露了10小时。在证实了他朋友的经历之后,两个人一起起草了一份联合报告提交给法国科学院生理学部。[43]在这篇报告中,皮埃尔·居里也提到了他过去处理镭的一些经历:手指经常很痛且僵硬,至少持续几个星期地发炎……

100

镭疗法(在法国称为"居里疗法")大约开始于1903年至1906年间,许多国家都相继报道了治疗狼疮及皮肤癌的一些成功例子。[44]

20世纪20年代末,拥有镭的数量大大增加,同时出现了大量因体内置入放射性物质而受到严重伤害、甚至死亡的报道。镭的黑暗时期来临了。最声名狼藉的"镭中毒"发生在东奥伦治发光标度盘涂料厂。那里的工人为了能将小颜料笔的刷毛理顺,常常用舌头舔含

---

① 在这些非常奇怪的实验中,包括著名的荷兰生理学家兹瓦德梅克(H. Zwaardemaker)于1919年所做的一些实验。他认为钾的天然放射性源于它的生理学活性。为了证实这一点,他将青蛙的离体心脏灌满氯化钾溶液,然后抽打这个心脏。[36]这一实验引起了广泛的注意(埃伦菲斯特(P. Ehrenfest)在一封信中向玻尔提起过这一实验[37]),但迅即招致批评。[38]最后由高斯密特于1939年解决了这一争议,他指出在兹瓦德梅克的实验中,青蛙每一小时才引起一个钾原子的衰变。[39]

镭的小颜料笔的刷毛。①

另外还有因为使用含有辐射物质的静脉注射和滋补品而导致的可怕后果,这种不当的药物医疗方法直到1932年还被美国医学协会列入他们的"新的和非正式的医疗法"清单中。美国辐射药物物理学的创始人埃文斯回忆了一些事例,[46]其中一个是关于匹兹堡的一位富有的单身汉的。"他使用了一种(可买到的)含有1微居里镭和1微居里钍的可溶于半盎司蒸馏水的辐射滋补品,……一天使用4次,……他大量服用了许多这种滋补品,他的几个女友也服用了,……1932年他痛苦地死去。"另一个事例是芝加哥的一名内科医生。"他给超过一千名病人做了注射,正常的剂量是每个星期静脉注射10微居里,并持续一年。这就是说每年每人注射500微居里,或者说是1毫居里,这个剂量太大了。那个内科医生销毁了所有的记录,然后离开了镇子。当时有很多内科医生都这样做。"现在人体为避免伤害所允许的剂量②是0.1微居里的镭,这个剂量是埃文斯于1941年首次提出的[47],不久就被美国人接受[48],现在已得到国际上的认同。两者比较一下就可知当年是何等盲目!

第二次世界大战使辐射危害转变成公共政策一个重要的论题,也使医学与物理学之间的对话显得更为迫切,继而使它们达到了新的高度,并导致了生产人工辐射同位素设备的研制,现在这种同位素在医疗上几乎完全代替了镭。

一些新的射线已被应用于治疗上,例如,始于1936年的高速中子辐射,以及始于1949年的高速电子辐射。使用外部辐射源的理疗辐射仍在继续研制、采用。另外还有封装起来的辐射物质被放入机 101

---

① 在早期症状中有广泛性颌坏死和严重贫血,接下去是骨损害和病情恶化。这以后又有30个病例(包括14位发光钟面的油漆工人),也是因为咽下了放射线物质。详见参考文献45。

② 这是任何时候人体体内允许具有的最大剂量,不同的放射性物质有不同的剂量。

体组织里,或者放入体内的自然体腔内。诊断工具上也有巨大的创新:所谓减去方法(subtraction methods)以及 CT 和 PET 扫描仪使得 X 射线方法得到了重大改进。其他诊断技术还包括超声波和核磁共振成像术。① 在取得巨大进步的同时,还有很多需要继续了解的课题。最近埃文斯给我提供了一个有 40 多年历史的因高辐射性的、有毒的钚元素在体内储存而引起的医疗伤害事故的总数,这个总数是零。②

Sources

The most important writing on early physiological developments I know is the Ph. D. thesis by Serwer.[6] References to some early medical literature on the subject are found in the Roentgen biography by Glasser[17], but for more detailed information the *Index Medicus* is indispensable. Percy Brown's account of the early days[25] is very illuminating. The modern vantage point is described in the instructive reports quoted in Refs. 1 and 2.

References

1. U. S. G. A. O. report EMD-81-1, January 2, 1981.
2. *The effects on populations of exposure to low levels of ionizing radiation*, National Academy of Sciences, Washington D. C., 1980.
3. Ref. 1, Vol. 1, pp. 2, 4.
4. L. Thomas, *The medusa and the snail*, Viking Press, New York 1979.
5. Ref. 1, Vol. 2, Chapter 2.
6. D. P. Serwer, 'The rise of radiation protection; science, medicine and technol-

① 有关新的治疗和诊断技术的最新资料,可分别参见参考文献 49、50。

② 这是一次 1983 年的私人谈话。这个数据不包括长崎投下的原子弹"胖子"(Fat Man)所造成的影响。

ogy in society, 1896—1935', Ph. D. Thesis, Princeton University; Xerox University Microfilms, 77—14, 242, Ann Arbor, Mich. 1976.

7. B. Krönig and W. Friedrich, *Physikalische und Biōlogische Grundlagen der Strahlentherapie*, Vol. 3, Urban and Schwarzenberg, Berlin 1918.

8. Ref. 6, p. 223.

9. International Commission on Radiation Protection Publication No. 26, Pergamon Press, Oxford 1977.

10. Ref. 1, Vol. 2, Chapter 3.

11. Ref. 6, p. 117.

12. T. Caspersson, in *Nobel lectures, physiology or medicine, 1942 — 1962*, p. 151, Elsevier, New York 1964.

13. W. C. Roentgen, *Sitzgsber. physik.-med. Ges. Würzburg* 137, December 1895.

14. A. Londe, *Comptes Rendus* 122, 311, 1896.

15. H. W. Cattell, *The Medical News* (*N.Y.*) 68, 169, 1896.

16. Ref. 6, p. 126.

17. O. Glasser, *Wilhelm Conrad Roentgen*, Chapter 13, C. C. Thomas, Springfield, Ill. 1934.

18. *Elect. Engineer* 22, 665, 1896.

19. W. W. Goodrich, *Brooklyn Med. J.* 17, 515, 1903.

20. *Medical News* (*N.Y.*) 68, 210, 1896.

21. *New York Times*, March 15, 1896.

22. Cf. Ref. 17, Chapter 14.

23. G. H. Stover, *Western Med. and Surg. Gazette* 1, 270, 1897.

24. E. Thomson, *Am. Inst. Electr. Eng.* 13, 418, 1897.

25. P. Brown, *American martyrs to science through the Roentgen rays*, p. 25, C. C. Thomas, Springfield, Ill. 1936.

26. W. B. Banister, *Nat. Med. Rev.* 7, 127, 1897.

27. *Brit. Med. J.*, 31 July 1897, p. 272, repr. in *Health Phys.* 38, 885, 1980.

28. Cf. Ref. 6, p. 58.

29. Cf. Ref. 6, p. 66.

102

30. M. Gramm, *Hahnemann Monthly* 38, 641, 1903.

31. Cf. e. g. *Bull. de l'Ac. de médicine* 55, 76, 1906.

32. Ref. 6, p. 60.

33. E. Aschkinass and W. Caspari, *Arch. f. die Ges. Physiol.* **86**, 603, 1901.

34. M. V. Ball, *Med. Fortnightly* 25, 149, 1904.

35. P. Curie, C. Bouchard, and V. Balthazard, *Comptes Rendus* **138**, 1385, 1904.

36. H. Zwaardemaker, *Pflüger's Arch. f. die Ges. Physiol.* **173**, 30, 1919.

37. P. Ehrenfest, letter to Niels Bohr, June 4, 1919.

38. S. G. Zondek, *Biochem. Zeitschr.* **121**, 76, 1921.

39. S. Goudsmit, *Science* 29, 615, 1939.

40. Walkhoff, *Photogr. Rundschau* 14, 28, 1900.

41. F. Giesel, *Ber. der deutsch. Chem. Ges.* 3, 3569, 1900.

42. H. Becquerel, *Recherches sur une propriété nouvelle de la Matière*, p. 263, Firmin Didot, Paris 1903.

43. H. Becquerel and P. Curie, *Comptes Rendus* 132, 1289, 1901.

44. Cf. e. g. J. Macintyre, *British Med. J.* 2, 199, 1903; M. Metzenbaum, *International Clinics* (*Philadelphia*) 4, 21, 1905.

45. J. C. Aub, R. D. Evans, L. H. Hempelmann, and H. S. Martland, *Medicine* 31, 221, 1952.

46. C. Weiner, interview with R. D. Evans, May 7, 1974, transcript in Archives of the American Institute of Physics, New York.

47. Cf. R. D. Evans, *Health Phys.* 41, 437, 1981.

48. 'Safe handling of radioactive luminous compound', *Nat. Bureau of Standards Handbook*, 27 May 1941, later designated NCRP report 5.

49. J. S. Laughlin, *Physics Today* 36, 26, July 1983.

50. P. R. Moran, R. J. Nickles, and J. A. Zagzebski, *Physics Today* 36, 36, July 1983.

6. 放射性早期的三个谜

(a)引言

放射性现象发现于 1896 年，原子核发现于 1911 年。因此，直到首次发现放射性 15 年以后，才有关于放射性是一种核现象的极简单的定性阐述。到 1920 年，核结合能与核稳定性的关系才揭示出来。也就是说经历了 25 年，人们才了解为什么有些元素、而且仅限于这些元素具有放射性。衰变几率概念直到 1927 年才被正确地提出，即使这样，为什么放射性物质具有特定的寿命仍是一个谜。很明显，在早期的几十年的测试中，放射性现象是非常使人困惑的。这一章将讨论那个时期的三个主要谜团。

第一个谜是：放射性物质持续释放的能量从哪儿来？在发现放射性的那一年，贝克勒尔自己已经对“铀射线”所产生的能量的持续性感到非常惊奇。从 1898 年起，物理学家们开始提出这样的问题：在放射过程中能量是不是不守恒？能量是源自原子的内部还是原子的外部？

第二个谜是：这些衰变所具有的特征半衰期有什么意义？（第一次测出放射性半衰期的时间可追溯到 1900 年）。在一特定的辐射衰变过程中，如果所有的母原子完全相同，而且辐射后的子原子也相同，那么为什么有的辐射母原子比另一些母原子存在的时间长呢？

当一个具体的母原子裂变时，是什么因素决定它衰变呢？

第三个谜是：有些原子是放射性的，而另一些不是，这是真的吗？是否有可能所有的原子都是放射性的，而其中有许多原子只不过寿命非常长？

在对这些问题的早期认识进行讨论之前，我要强调一下在整个讨论所经历的时期中，这些问题并不占据中心地位，因为还有许许多多其他的进展，而且，这些问题主要集中在范围不大的顶尖实验物理学家的圈子里。那时，理论物理学家在这一领域的发展中还没有起到任何重要作用，因为在描述现象这方面还不需要他们的参与，而深层次的问题对他们那个时代来说又太难。这是千真万确的，从当时杰出的物理学家（尤其是老一代的理论学家）不时在这些问题上发表的看法中，我们可以深切地了解那个时代的思想氛围。但这些看法都不具有持久的意义——除了爱因斯坦所做的两个著名的论断以外。这儿我只提其中的一个，另一个将在本章的(e)节中提到。

1905 年，在爱因斯坦发表的有关相对论的第二篇论文中，他宣布："如果有一物体以辐射形式释放能量 L，那么它的质量就会减少 L/c^2……物体的质量是它所含能量的量度……用那些所含能量高度可变的物体（例如镭盐）来验证这个理论不是不可能的。"[1]

利用爱因斯坦发现的质能方程，至少在原则上可以解答某些关于辐射能来源的问题。然而，历史事实表明，在所讨论的那个时期，这种情况并未出现。有三个原因可以解释：(1)人们接受相对论的结论很缓慢。(2)那时候，质量测量的准确度还不够，因此泡利在 1921 年对相对论的评论中写道："或许质能方程在将来的某天可通过观察原子核的稳定性得到证实。"[2] (3)在量子力学出现以前，寿命问题完全不可能得到解决；量子力学出现以后，人们才第一次弄清了放射性衰变的机理。在此以前，人们对辐射能的来源的迷惑不解是不可避免的。即使事后用与量子力学保持相对独立的能量守恒定律来解释能量释放问题，也仍然无法避免迷惑。

然而在证据出现以前，对辐射能源之谜就出现了一个正确的一

致意见。如果对那些1910年左右做过试验并且认真思考这一问题的人进行一项调查的话,无疑大部分会表明他们确信能量是守恒的,而且辐射能量源自于原子内部。如果进一步向他们询问如何解释寿命的问题,那么即使最聪明的人也会承认这个问题超出了他们的知识范围。这个问题直到1928年夏天才得以解决。当时(见(f)节),人们注意到:"……迄今为止,人们都少不了要假定原子核具有某种特殊武断的'不稳定性',……但是,……原子衰变是量子力学规律的自然结果,不需要任何特殊假说……"[3]

这用于解释α辐射相当充分,但不足以解释β辐射。事实上就在1928年,出现了关于β衰变中能量损失的新佯谬,但这个话题要到第14章再讨论。 105

(b)第一次能量危机

在1898年至20世纪30年代初之间,发生了三次这样的事情:新发现的自然现象如此费解,以至于杰出的物理学家们对能量守恒的普遍有效性产生了怀疑。在这些危机中,第一次能量危机是上面提到的放射性引起的。30年以后,又是放射性(更确切的说是β衰变)引起了对能量守恒某些方面的短暂怀疑。在这两次危机之间,人们在试图使量子效应与经典物理相一致时,不得不提出能量守恒也许并不严格成立。① 这是我们所关心的三个危机中的第一个。在讨论这个主题之前,让我们简要地回顾一下能量守恒定律自19世纪末以来的情况。

1775年,巴黎科学院(那时仍是皇家学院)正式宣布一个重要决定:"科学院已经决定,从今年起不再审理以下项目中的问题:倍立方

① 这个假设叫做玻尔—克拉默斯—斯莱特假设。我在其他书中[4]已详细讨论过。还可参见(14d2)

问题；角度的三等份问题；圆求方的问题和任何永动机问题。”[5] 这一决定对动因的解释用了许多新奇的表达方式，如“建立永动机是绝不可能的”。这句话简单而明白无误，很有意义。很明显，杰出的院士们对各种各样永动机的论文感到厌倦了，这些论文中常常出现不可避免的错误。

我们现在把巴黎科学院所提及的永动机称为“第一类永动机”。能量定律是 19 世纪物理学的一个主要成就。不能制造出自发产生能量的装置这一逐步深化的认识为 50 多年后普遍的能量原理的形成做出了重要的贡献。就纯力学系统而言，能量守恒定律很早就被人们认识到了，[6,7]科学界一些最杰出的学者的名字就与力学的这一早期发展相联系。但是，只有当各种能量形式(力学的、电的、磁的、化学的、生理学的等等)的相互转换需要定量表达时，广义的能量原理才应运而生。宏观普适的能量定律(热力学第一定律)的发现，大约是在 1830 年至 1850 年之间，这个定律适用于任意形式或某几种形式的能量之间的转换。

106

这个发现不是在一年之内完成的，因为它并不是由一个人而是由许多人共同发现的，这些人起初并没有察觉到其他人在这方面的研究。这一研究的先驱至少包括 12 位科学家：卡诺(S. Carnot)、柯尔丁(L. A. Colding)、法拉第、格罗夫(W. R. Grove)、赫姆霍兹、伊恩(G. A. Hirn)、霍尔兹曼(K. H. A. Holtzmann)、焦耳(J. P. Joule)、李比希(J. von Liebig)、迈耶(J. R. Mayer)、莫尔(C. F. Mohr)、塞甘(M. Séguin)。其中 4 人(卡诺、伊恩、赫姆霍兹、塞甘)是因为对蒸汽机的效率感兴趣而对此进行了深入研究。另外两人(霍尔兹曼、迈耶)是由于生理学问题才开始对此进行研究。在这一大串人物中，谁的地位最重要的争论是不可避免的：“最激烈的争论是这些思想是谁最先提出来的。在这些争论中，出现了一些极其可憎的人身攻击和极不友好的国家沙文主义。”[9] 对这些争议(其中有些已被详细报道过[8,9,10])，这里就不再叙述了。

可是这里应该提一下卡诺的令人惊诧的情况。他由于发现了热

力学第二定律(对可逆系统)而理所当然地闻名于世。事实上他也发现了热力学第一定律。早在18世纪20年代初期,他就在日记中记下:哪里有机械功损失,哪里就有热产生;并且还得到如下结论:"人们对此可以得到一般的命题——自然界的机械功是一个不变量,换句话说就是它既不能创造也不能消灭。"另外,他给出了热的机械当量的估计值(其值比真实值小,但并不太差)。但是他没有发表!他死后很久,即到了1878年,才由他的弟弟把这些材料交给法国科学院。[11]正如普朗克所写的那样:"他(指卡诺)无疑是第一个给出了热的机械当量估计值的人。"[12]马赫(E. Mach)写道:"由于具体原因,人们不能以所有参加过这项发现和证明这项发现的人的名字来命名这一定律。但是可以把这定律与参与过这两方面工作的人的名字联系起来,而且要与论文发表的先后一致。"[13]由于这一原因,马赫提到迈耶一焦耳定律时,指的仅仅是机械功和热的转换,而当考虑所有形式的能量转换时就称为能量守恒定律。可以理解,在法国的文献中热力学第一定律通常被称为"卡诺定律"。由于第二定律也采用了同样的名称,所以建议读者在阅读这类论文时,要根据上下文确定"卡诺定律"到底指的是哪个定律。

马赫还注意到[13],迈耶和赫姆霍兹是最强调能量守恒定律的普遍适用性的。赫姆霍兹有关这一主题的一篇重要论文的标题是①:《关于力的守恒:一份物理研究报告》。这篇论文相当有意义,这里所说的力(force)就是我们现在所讲的"能量"(energy)。现在我们在这方面使用的术语都源于19世纪。在现代的技术含义下第一个使用"能量"这一术语的人是托马斯·扬(Thomas Young),他写道:"能量这个术语或许用物体质量或重量与物体速度的平方的乘积来表示最恰当……"[14],Mv^2 这个量正是莱布尼兹(G. W. Leibniz)的"活力" 107

① 这篇论文和迈耶关于这一主题的第一篇论文都被《波根多夫年鉴》(*Poggendorfs Annalen*,即后来的《物理学年鉴》)拒绝刊登。赫姆霍兹的论文可以很容易地在参考文献16中找到。

(vis viva)。在变成我们所熟悉的动能时还缺少一个系数 1/2。这个系数似乎是由科里奥利(G. G. de Coriolis)首先加上去的。[15]

我们不能忽视赫姆霍兹在他的物理学论文中所强调的内容。正像他所极力陈荐的那样,这里我们面对的不是公理性的叙述或哲学上的教条,也不是毫无意义的重复(所有这些观点已在不同场合中表达过了),而是在各种情况下用实验证明的物理假说。① 证实的关键在于找到(通过直接或间接的过程)各种能量形式的机械功当量。而且,只有了解了一个系统内的能量从一种初态到一种终态的转变与转变方式无关时,这个当量才具有明确的意义。

这就是能量守恒定律到 19 世纪末被清楚地确定为一个物理学中普适原理的简单过程。到了 20 世纪,这一课题在两个方面都有了重要的发展。首先,出现了两个基本定律——能量守恒和物质守恒的统一。物质守恒定律不像能量守恒定律,它作为 18 世纪的产物,只与一位科学家拉瓦锡(A. L. Lavoisier)的名字有关,他的祖国为了表示对他的"感谢",把他送上了断头台。拉普拉斯谈到这件事时说:"他们一下子就砍下了他的头颅,再过一百年也产生不了第二颗像这样聪明的头颅。"其次,能量定律在热力学中作为一个宏观规律出现,这与动量守恒和动量矩守恒的基础是根本不同的。现在对守恒定律和不变性原理之间的联系,强调的是三条守恒定律的微观基础,在一个共同的层次上对待它们,并且将它们的有效条件扩展到比以前的动力学更大的范围。

作为对 19 世纪的粗略回顾的适当总结,同时也作为下面内容的开篇,我在这里引用普朗克 1887 年的一篇获奖论文的开篇词:"……108 如果今天有某个崭新的自然现象有待发现,人们立即可以从能量守恒定律中找到适用于新效应的定律。没有任何别的公理能像能量守恒定律那样,可以被延伸到自然界所有过程而不存在任何疑问。"[10]

① "这个原理被表达和应该被理解为物理学中的一个假说,这与哲学上的考虑完全不同。"[16]

就我们现在所掌握的最新知识而言，普朗克是对的。然而在随后几年里，由于几种新发现的初期解释与能量守恒定律之间的矛盾如此严重，以至于引起了对能量守恒定律的短暂怀疑。现在让我们看看这些事件中的第一个事件。①

贝克勒尔对他发现的铀射线能持续不断地辐射能量感到很吃惊，这在以前曾提到过。1910 年，玛丽·居里如此回忆了那个时期的情形："那些被贝克勒尔的发现所深深吸引的科学家们，对铀的连续辐射感到深深的惊讶。事实上这种连续的稳定辐射的确令人惊奇；看起来辐射并不自发地随时间变化而变化……"[19]为了充分理解这一现象，我们应该记住三个事实：(1)当辐射还没有与子产品分离之前，铀辐射的确可以看成是处于高度稳定的状态；(2)从贝克勒尔的发现到母一子原子第一次分离，花了两年时间；(3)又花了两年时间才确信放射性的确随时间而衰减。

玛丽·居里在论放射性的第一篇论文(在这篇论文中，她宣称发现了钍元素(1898 年))中，首先对放射性能量的来源作出猜测。她谨慎地提出，辐射能源可能来自于原子以外："人们可以设想，所有空间都充满了类似于伦琴射线那样的射线，只是其穿透性更强，并且只能被某些原子量较大的元素(如铀和钍)吸收"。[20]贝克勒尔对一种外部诱发的现象——磷现象作了类比分析："假定这些物质(铀和钍)储存有相当的能量，可以辐射好几年而没有明显的减弱，这不违背我们所知道的磷光现象。"[21]可是他也指出这种类比分析有局限性。磷光现象具有一定的生存时间(贝克勒尔和他的父亲都知道这一点)，而且受外部媒介的影响。这些特性似乎都与放射性不符合："……但

---

① 值得注意的是 1882 年赫姆霍兹对将热力学原理用于"生命有机组织的精细构造"表示犹豫[17]。同样，布朗运动精密实验的先驱者之一古伊(L. G. Gouy)，在 1888 年也怀疑"卡诺原理是否仅仅对于大尺度过程才是精确的，而对于 1 微米尺度的过程就不再有效……"[18]但这些评论并没有引起人们的注意，更不是当时的中心议题。此后玛丽·居里注意到了赫姆霍兹和古伊的评论。

109 是,使这种放射强度产生任何变化都是不可能的。"[21]

同年,即1898年,玛丽·居里发现了钋,并发现单位重量的钋所释放的能量比铀和钍释放的都大。这样,解决能量来源的问题就显得更加紧迫。她重新回到这个问题上来,并列举了大量可能的答案。[22]在这里我们可以发现,人们首次面对与能量守恒定律相抵触的现象。她进一步强调,外部能量源泉的假设只不过是为了逃避能量不守恒——除非真正确定了外部能量来源:"卡诺原理(第一定律!)的任何例外,都可以用来自空间的未知能量解决。接受这样一种解释,或对卡诺原理的普适性提出质疑,这两种观点对我们来说是一回事,只要这儿所讲的能量在本质上属于不确定的范畴。"她还指出原子的内部也可以是能量的源头:"辐射可能是一种物质的发射,伴随放射性物质的发射,这种物质的重量就会减轻。"[22]

由于这个能量之谜,不仅使热力学第一定律而且使热力学第二定律都不时受到怀疑。例如1898年,古怪而杰出的克鲁克斯在就任英国科学促进会主席时发表的演讲中推测,在有关食物短缺和心理研究之间,人们是否能这样从"心理上修正麦克斯韦妖(Maxwell's demons)":放射性物质释放的能量就是来自于放射性材料周围的空气。[23]

各种各样的推测促使人们设计了一系列实验,去确定放射性能量外部源之所在。在试图验证太阳是否是这种来源时,居里夫妇观察了放射性铀在昼夜之间的变化情况,他们发现放射性不受太阳的影响。[24]在其他关心同一问题的人们中,应当谈到埃尔斯特(J. Elster)和盖特尔(H. F. K. Geitel)两人。

埃尔斯特和盖特尔是高中同学。他们都成为位于布朗斯威希附近的沃尔芬布特尔的高级中学(Gymnasium)①的教师。当埃尔斯特结了婚并建了一栋房子后,盖特尔搬来和这对夫妇同住。他们在这

① 很难将Gymnasium简单地译成高级中学,把它称为以进入大学为目的的高级学术预备班更恰当。

个新家里建了一个实验室，并开始了后来使他们扬名世界的研究工作，①而实验经费则全是自己掏的腰包。他们进行了光电效应试验、光谱学试验、气体导电试验；尤其是大气导电试验使他们对大气的辐 110 射性进行了经典性的研究。卢瑟福曾满怀敬意地谈到这些实验。他们与克鲁克斯同时用 X 射线发现了硫化锌屏幕上的闪烁现象。[25] 1905、1907、1908、1910 和 1911 年，他们都获得了诺贝尔奖提名。②

他们两人后来都很乐意叙述他们在柏林的经历[26]。在那里普鲁士教育大臣试图说服他们接受一所一流学院的聘请，去作大学教授。他们谦虚地聆听了，但没有作出回答。教育大臣认为，"他们在内地省分作教师"，可能会对这一建议感到畏惧，建议他们花几个小时好好考虑一下。他们考虑之后答复说：不接受聘请，谢谢。他们认为学院式的环境会妨碍他们的独立研究。他们很感激这种赏识，但他们宁愿留在沃尔芬布特尔。

这两个人是不可分的。我不禁想起了安德雷德描述过的一则轶事："那时，有一个人与盖特尔长得很像，一个陌生人遇见这人时说：'早上好，埃尔斯特……'，这人回答说：'……首先我不是埃尔斯特，我是盖特尔，其次我也不是盖特尔'"。[27]他们的全部成果几乎都是联名发表的，"要找到第二个像他们那样一生都是挚友的科学合作的例子无疑是白费工夫。他们把每一个联名发表的发现所带来的荣誉，都归到另一个人身上"。[28]

他们有两篇论文涉及放射性来源的研究，第一篇[29]是以观察开始的：如果克鲁克斯的放射能来自于周围环境的论断是正确的，[23]那么将放射源置于真空时，放射性活动将会减弱，但他们没有发现这种结果。然后他们转向了玛丽·居里的推测：能量或许由弥漫于大气

---

① 还有其他一些高中教师也是在教学之余，做出了极有创造性的工作。例如魏尔斯特拉斯(Weierstrass)。

② 我要感谢奈格尔(B. Nagel)教授，是他允许我参看了诺贝尔奖物理学委员会的提名名单。

中的类似 X 射线的辐射提供。如果的确如此，那么将放射源置于地下深处，放射性的活性就会减弱。他们获准在哈兹山的克劳瑟尔矿里进行一次试验，该矿在岩层下三百米深处。结果他们没有发现预期的效应。他们承认，或许岩层根本不是好的吸收体。不过，早在1898年他们就推测："贝克勒尔射线由空间的辐射激发的假定，似乎根本不可能。"在第二篇论文中[30]，他们谈及为了增加放射性的辐射强度而将辐射源置于阴极射线和阳光之下，但这些努力仍然没有得到异样的结果，于是他们得出结论："人们不得不从所涉及的元素的111 原子本身去找到辐射的源头"。① 正是由于这一结论，人们在埃尔斯特和盖特尔的居所——沃尔芬布特尔的罗森华尔街 114 号的墙壁上钉上一块纪念牌，赞誉他们是"原子能的发现者"。

应当强调的是，本章所讨论的这个令人不安的谜，并没有对那个时期的科学进步构成任何障碍。如果真的存在什么影响的话，那也只是起到了促进作用。这些谜提出时，放射性研究还不成熟，任务还很艰巨。当居里夫妇花上一定的时间考虑这些谜的时候，并没有妨碍他们进行更深入的研究。正如我们所知道的那样，这个谜对于埃尔斯特和盖特尔这样的人来说是一种动力；另一些人则将它们视为悬而未决的问题，转而进行其他研究。英国的学派大多采取如此态度，例如卢瑟福 1898 年在他的论文中写道："铀及其盐连续发出辐射的原因和能量的来源仍是一个迷。"[31] J. J. 汤姆逊一向认为原子本身是辐射源泉："我们所考虑的放射性变化是原子构造的变化……"[32]

我上面提到过玛丽·居里的一篇文章，她在这篇文章里列举了许多能量释放的可能的解释。这是在她、皮埃尔和贝蒙特发现镭之前写的，后来才发表。镭的发现再次将这个问题提到了人们面前，因为镭辐射甚至比钋更强！再次出现了能量的不守恒问题："人们一定知道光源的确十分微弱，但它的作用也缺乏能量的来源。这是一个，或似乎是一个与卡诺原理（第一定律！）相悖的矛盾。"[33]

---

① 更有甚者，可以把与元素有关的原子自身作为光的来源。

能量不守恒的观点，从来没有被广泛用来解释这些新发现的效应。1902 年，居里夫妇再次提出一些可能的解释，从而一举否定能量不守恒的观点。[34]但是同一年，一位曾到过英国访问的学者回忆道，他"曾坐在开尔文勋爵和贝克勒尔教授之间与他们共进晚餐……开尔文转向他说，贝克勒尔辐射的发现是第一个与能量守恒定律明显相违背的发现，只要试图用能量守恒原理解释这种现象，总是会得到矛盾的结果"。[35]

还应当强调一点，能量不守恒或存在外部能量来源等概念，并不是随意提出来的。原子自身是能量源泉这个观点，那时不太容易被人接受，因为这意味着要摈弃原子是一个不变的实体的概念。1900 年，关于原子真实性的讨论的顶峰已经过去，但并非所有的人都认为这个问题已经解决。居里夫妇支持真实原子的存在，这在他们的论文里表达得相当清楚。但接受原子自身是能量源泉的这一想法，对 112 他们来说只能意味着一件事：原子可以发生质变。他们不能简单地接受这个观点，因为它似乎与那时已经知道的化学原理相矛盾。的确是这样。1900 年，玛丽·居里以这样的方式来说明他们的困境："铀没有表现出明显的状态变化，没有可见的化学变化，它保持不变，或似乎不变。发射能量的源头还是未知的——因此，人们对这一现象有浓厚的兴趣。或许有与至今普遍接受的基本科学定律相左的意见……唯物论的放射性理论①很有吸引力，它确实解释了放射性现象，但是如果我们接受了这个理论，就不得不承认放射性物质处于一种非普通的化学状态，即原子处于不稳定的状态，因为它发射出更小的粒子。从化学观点上看，不可分割的原子现在变成可分割的了，并且亚原子也处于运动中……唯物论的放射性理论引导我们……走得太远。如果我们拒绝承认它的结果，我们的窘境就不会得到缓解。如果放射性物质不变的话，我们就会再次面临这个问题：辐射能量是从哪儿来的？如果不能找到辐射源，我们就会与热力学的基本原理

---

① 根据这一理论，辐射原子发出亚原子粒子。

——卡诺原理相矛盾，……我们将被迫承认：卡诺原理(第二定律!)不是绝对普适的……放射性物质能把周围环境中的热转化为功，这个假说严重损害了物理学中已被接受的观念，就像化学中元素转化假说所引起的损害一样。由此可见，这个问题是很不容易解决的!"[36]

1902年，卢瑟福和索迪提出的转换理论，与过去为回答居里夫人的问题而提出的理论截然不同。他们大胆地提出某些原子可以发生自发性嬗变的思想。[38]"这些年轻人突然把这个伟大的放射性理论带到1902年至1903年的物理学界，当时的物理学界成熟、谨慎却不能令人信服，而且是非量子化的。"[37]40年后，一位亲历者这样描述当时的心情[39]："今天的年轻物理学家和化学家们很难想像，提出这个理论需要多大的胆量；而这个理论令那时的原子学家们又是多么难以接受。……这是必须强调的一点，因为年轻一代更熟悉我们今天所了解的放射性系列元素，而不太熟悉转变理论以前的混乱状态。"①

113 转变理论②的主要信条是：放射物体含有不稳定的原子，这些原子每单位时间里有固定的一部分发生衰变。衰变后剩余的原子是一种新的放射元素，它接着再进行衰变，如此进行下去直到最终得到一种稳定的元素为止。

就像卢瑟福自己晚些时候强调的那样，这个理论没有明确地提及能量机制。转变理论的成功使得卢瑟福表达了以下观点："这一(转变)理论的发现可令人满意地解释有关放射性的一切已知的现象，还可将许多不相关的现象考虑为一个单一的的整体。从这一观点出发，放射体连续发射的能量是来自于原子固有的内部能量。而

① 贝达斯(Badash)对提出这一理论时所发生的情形有详细的描述，见参考文献40。

② 为什么卢瑟福和索迪不用"蜕变"(transmutation)而用"转变"(transformation)这一更加中性的词呢？下面的交谈发生在钍元素被分离的研究过程中，索迪说："卢瑟福，这是蜕变……"，卢瑟福说，"看在上帝的份上，索迪，不要叫它蜕变，人们将会把我们看成是炼丹术士。"[41]

且这和能量守恒定理绝不矛盾。”[42]

如果不是1903年3月出现了一个新发现——放射性的能量在量上远远超出那时所知的任何一个化学反应所释放出的能量，有关放射性能量的争论或许会平静下来。这一年，皮埃尔和拉博德(A. Laborde)用本生的冰量热器测量了一定数量的镭所释放的能量[43]，他们发现：1克镭1小时内可以把约1.3克的水从冰的熔点加热到沸点！

这些结果引起了巨大的轰动。事实上，是皮埃尔一拉博德的论文在世界范围内引起了人们对镭的兴趣，这已在第2章的开篇中描述过。关于辐射能量来源的问题，两位作者再次提到外部能量的可能性：“这些能量的释放，可以用假定镭利用自然界未知的能量来解释。”在有关新发现的一次讨论中，开尔文谈到镭的能量来源之谜时还说：“以我的观点，如果能绝对肯定热的发射可以一个月接一个月持续下去的话，……能量肯定是无中生有的，……我大胆猜测，或许是以太波为镭提供了能量……。”[44] 1904年，在一个关于“数学物理现在的危机”的讲座中，彭加勒也提出了能量守恒问题：“我们赖以建设一切的这些原理本身也要崩溃吗？……当我这样说的时候，你无疑会想起镭这个伟大的革命家……至少能量守恒原理还保留着，它似乎比较牢固。我应当向你回忆它本身是如何受到怀疑的吗？镭辐射本身对原理是一种压力，……但是，辐射的能量太微弱，以至于无法度量；至少人们相信如此，我们也没有过多的怀疑。当居里把镭放入量热器中，人们看到镭辐射连续产生的热量非常引人注目时，情况就变了……”[45] 114

后来从另外的试验中发现，这一效应中75%的能量是由镭的辐射产物——镭射气氡 Rn^{222} 作用的结果，尽管氡的含量实际上非常小。从物理学的观点出发，这一有关能量释放的结论更加引人注目。事实上，氡所释放的能量比同体积氢和氧爆炸形成水所释放的能量要多100多万倍。[46,47] 1905年，索迪就这些发现写道：“这可能是放射性物质的研究中意义最深远、最具有革命性的事实。伴随镭射气产

生氡的过程所释放出的巨大的能量，无疑构成了放射性变化的新的基本特征。”[48]

索迪还指出，氡释放出的巨大能量使得能量来自外部的假设变得更加困难："它暗示……所有空间都得有未知的辐射穿过，对这种辐射来说普通物质都是透明的，而放射性物质使辐射无法穿过。从这一观点出发，（为了解释镭的热效应）每小时穿过一立方米的能量应当是6万卡路里。这样，整个空间所包含的能量是如此巨大，以至于这个假说所遇到的困难比预计的要多得多。”[48]

但外部能源这个观点仍没有被完全放弃。

1906年，萨尼亚克（G. Sagnac）提出了一种新的可能性，[49]他问道：重力势能可以作为外部能源吗？或许牛顿引力对一般的非放射性物体是普适的，但“对镭是否有特殊的作用”？他做了一个扭力天平的试验，从中比较了同等重量的钯和镭的振荡，但没有发现预期结果。①

1911年，卢瑟福再次提到能量问题，但这次比原先要谨慎得多。[42]他由观测发现转变理论对两种假设都是正确的，因此能量来自内部还是外部仍然是一个悬而未决的问题。[52]

到1919年，佩兰提出一种新的“超X射线”机制，试图用它来解释放射性是外部感应的结果。[53]这次不是假设新的辐射来自于外部太空，而是假设其“来自我们的脚下，来自地球的燃烧中心”。这篇论文详细讨论了它的天文学和宇宙学的意义。

115 量子力学诞生那年，这个问题仍在讨论之中。[54]这并不是说在那时外部能源仍是一个重要问题，相反，它证实了实际上只有在量子力学时代，人们才能为能量产生于内部的机制提供清楚明确的证据，从而解决数十年来的问题。

① 汤姆逊得到了一个相关的否定的结果[50]。他作了一个测定摆的振荡时间的实验，摆锤用RaBr制成。但他的工作基于不同的动机。后来卢瑟福和康普顿在寻找重力对放射性的影响时，也获得同样否定的结果。[51]

对各种各样寻求外部能源的研究的否定,对20世纪初出现的一个重要认识起了积极的作用。这个认识是:物理和化学行为都不影响放射性现象。1903年,卢瑟福和索迪把这个认识提高到一个新的原理——“放射性守恒”(conversation of radioactivity):“根据我们目前的知识,放射性应当被看作是这样一个过程,它存在于所有已知可控制力量的范围之外,它既不能被创造,也不能被改变和破坏。”[55]

有大量与这个问题相关的试验。许多人都证实放射性与温度因素无关。皮埃尔·居里到伦敦和杜瓦(Sir J. Dewar)一起重复了镭产生大量热的试验,这次是在液态空气的温度下进行的。玛丽·居里后来去莱顿和卡末林-昂内斯在液态氢的温度下做了同一试验。卢瑟福将4mg镭的溴化物粘到一个钢壳的无烟炸弹内部,然后进行爆炸,得出的结论是在2500℃的温度下放射性没有发生变化。放射性与压力、浓度、强磁场及各种不同的辐照无关,这些都被一一证实了。对这些结果进行详细的讨论超出了本节的范围,想了解更多信息的读者可以参考较老的教科书。[56]

然而,严格地讲不存在放射性守恒,在二战后这一点更加清楚了,我在(f)节会回到这个问题上来。即使如此,“放射性守恒”在那时起了很好的作用,特别是帮助玻尔确定了原子核是所有辐射现象的中心(见第11章)。由于这个“原理”对一切都解释得很好,因此在早期知道“真理”比知道“完全的真理”还要好得多。

(c)插曲:原子能

对原子的益处或危害的推测,要追寻到放射性研究的奠基者。

贝克勒尔在早期的演讲中说:“目前的放射性现象具有重要的意义,但是只利用了它们内部很小的一部分能量。科学能否先进到最终实际利用储存在每一个原子中的丰富的能量,这是一个只有将来才能回答的问题。记住,在电被人们认识的初期,它只不过被看作是一种娱悦小孩的玩具,用一根被封蜡摩擦过的棍子吸引碎纸屑。”[57] 116

皮埃尔也在一次演讲中说："……可以想像，如果镭掌握在罪犯的手上将是非常危险的，由此可提出一个问题，就是人们是否能从自然界的秘密中获益……"[58]

索迪在早期的一本畅销书中提到："如果我们暂时停下来去思考一下能量对当前意味着什么，那么只要设想一下如果未来能源耗尽，人类又重新回到手工劳作时代，我们对于嬗变的意义或许就可以得到一些模糊的概念。这种情况的发生也许还得几百年，但无论是科学发现的应用还是它们的成就，都不能与赢得它们所付出的努力相比。"[59]

"原子能"这个词在20世纪初就进入了语言系统。

它首先由卢瑟福和索迪在1903年使用[55]。它的使用不是因为放射性元素能够释放能量，而是因为在任何原子中都存储有能量："所有这些考虑都得出这样的结论：潜存于原子中的能量一定比普通化学反应所释放的能量多得多。现在已知，放射性元素在物理和化学性质上与其他元素没有任何差别。一方面，它们与元素周期表中位置相近的不活泼元素的化学性质相近似，另一方面，放射性元素并没有它们共同的化学特性。因此，没有理由认定只有放射性元素才储存有大量的能量。我们所说的'原子能'通常似乎都可能有同样高的数量级，尽管不发生变化时，这种高量级能量无法显示出来。"真的，这就是20世纪的物理学。

然而，我们现在日常生活中所说的"原子能"的含义与上面所涉及的不可思议的探索没有什么关系。而且，这个术语的普通用法首先来自于由美国总统于1945年8月11日星期六晚上所发布的一份报告。报告题目最终定为《原子能应用于军事目的——1940～1945年美国政府资助原子弹发展的官方报告》。现在一般称之为"斯密士报告"。

对于"原子能"一词被赋予的含义，我是在1976年的某一天看望了朋友斯密士(H. D. Smyth)并与他交谈之后才明白的。我们进行了如下谈话，在他的允许下我把谈话的主要内容记录如下：

派斯：当你写报告的时候，是否意识到“原子能”这个术语可追溯到本世纪初？

斯密士：没有。

派斯：第二个问题。在卢瑟福和索迪时代，原子核还没有被发现。这也就是说“原子能”这个词是他们唯一能采用的一个。现在对你的报告我感到有些迷惑：为什么你不依据实际情况说它是“核能”、“核弹”……？ 117

斯密士：你的问题提得恰到好处，因为我已发表一篇文章，叙述了斯密士报告的历史。如果你知道在我原来的草稿里的确采用了“核”这个单词而不是“原子”，你肯定会高兴。报告写好之后，我和格罗夫斯少将讨论了它。再后来，格罗夫斯少将肯定和他的助手康南特(J. B. Conant)和托尔曼(R. C. Tolman)，或许还有其他人讨论过我的草稿。在接下来的讨论中，我们认为“核”这个字眼，公众要么完全不熟悉，要么认为它带有生物味道，而“原子”和化学与物理有着明显的联系。由于这份报告面对的是广大群众而不是物理学家，所以我们认为“原子”比“核”吓跑听众的可能性更小些，因此，对我这个讲究行文规范的人来说，不免感到有些沮丧，但我还是同意将“核”改为“原子”。

他说这些话时给了我一份论文的复印件。[60]我高兴地接受了这份礼物，因为这是我尊敬的人赠送的礼物，而我在其他地方也表达过同样的敬意。[61]

(d)衰变的中间产物

1904年，在给英国化学学会的一份有关放射性进展的报告中，索迪列举了到那时为止已知的18种放射性物质。[62]下表中的第一栏和第三栏(单位改了)取自于他的报告，第二栏给出了这些物质的现代符号，目前的半衰期值在第四栏里给出。长寿命的U^{238}和Th^{232}过去测的值和现代值有一个数量级的差异。其他元素过去测得的半衰

期值较好。

在报告中的其他地方，[62]索迪对这个表格作了明确的评价："仅就一种物质（也就是镭）来说，它具有物质特有基本性质的直接证据；在其他情况下则缺少这种证据，这是由于它们的存在数量是如此之少，以至于除了放射性之外没有另外的证据证明它们的存在。"从这个评论中可以看出，不同的半衰期还没有（至少还没有普遍）作为区分不同原子种类的特征。

在同一报告里，索迪还解释了他（和别人）相信镭的基本特征已经明确的原因："镭的明确的物质特征，尤其是光谱证据，表明镭和其他任何已知元素一样，不容质疑是一种基本物质，这对镭是一种化合118 物——在普通化学意义上使用这一术语——这样一种假设提供了满意的回答①……（法国试验光谱学家）德马赛（E. Demarçay）将镭划分为能引起极其灵敏的光谱反应的一类元素。一份镭和10000份钯混合到一起时，镭仍能被光谱仪探测到。"而几年以前，玛丽·居里就已经强调这些明显的光谱条纹[64]对她和她丈夫是多么重要："以在光谱领域内的能力而闻名的德马赛先生同意对我们发现的物质进行光谱研究。我们不知该怎样表达对他的感谢，他向我们提供了巨大的帮助，用毫无疑义的科学方法证实了我们的研究，而在此之前我们曾经对我们的研究方法的价值持怀疑态度。"[36]关于索迪所写的"明确的物质特征"，应当提到那时玛丽·居里已经将镭的原子量精确到接近225——这对一篇完成于1903年的博士论文来说，已相当不错了。

物质名称（1904年的名称）	现代符号	半衰期（1904年）	半衰期（1983年）
锕射气(Actinium emanation)	Rn^{219}	4s	3.96s

① 有关镭是否是化合物的争论一直持续到1906年。开尔文勋爵发表在《泰晤士报》上的一篇文章中提出，镭是铅和5个氦原子组成的分子。[63]1906年夏天，《泰晤士报》和《自然》杂志开辟专栏，对这一问题进行了热烈的讨论。

物质名称 (1904 年的名称)	现代 符号	半衰期 (1904 年)	半衰期 (1983 年)
钍射气(Thorium emanation)	Rn^{220}	1m	55.6s
锕 B(Actinium B)	Bi^{211}	1.5m	2.14m
镭 A(Radium A)	Po^{218}	3m	3.05m
镭 B(Radium B)	Pb^{214}	21.4m	26.8m
镭 C(Radium C)	Bi^{214}	27.6m	19.8m
锕 A(Actinium A)	Pb^{211}	41.4m	36.1m
钍 B(Thorium B)	Bi^{212}	54.5m	60.6m
钍 A(Thorium A)	Pb^{212}	11h	10.64h
镭射气(Radium emanation)	Rn^{222}	4d	3.82d
钍 X(Thorium X)	Ra^{224}	4d	3.64d
铀 X(Uranium X)	Th^{234}	22d	24.10d
镭 E(Radium E)	Bi^{210}	—	5.0d
镭 D(Radium D)	Pb^{210}	—	22.3y
锕(Actinium)	Ac^{227}	—	18.72d
镭(Radium)	Ra^{226}	793y	1600y
铀(Uranium)	U^{238}	3.5×10^{8} y	4.47×10^{9} y
钍(Thorium)	Th^{232}	1.4×10^{9} y	1.4×10^{10} y

正如我们现在所知，而且正如上面的表格所提醒的那样，如果没有同位素和同素异构体的知识，以及本世纪初原子核尚未发现时的许多不为人知的概念(以后我不再就此提醒读者了)，放射性物质之谜就不会揭开。因此那时的物理学家都很谨慎而明智地说“物质”而不说“元素”。事实上，即使是卢瑟福和索迪也没有杜撰出新词：“对那些大量的原子碎片或新原子，取一个特殊的名字似乎比较明智。

119

这些原子碎片或新原子是初始原子辐射出射线后留下来的。它们只存在很短的时间就要继续经历进一步的变化，……因此我们建议使用衰变中间产物(metabolon)这个词来表示。"[55]①

衰变中间产物是怎样和元素相联系的？这个问题的一个对应问题是：元素是怎样和衰变中间产物相联系的，也就是说"普通原子"会不会是具有放射性而寿命很长的原子？专家们当然清楚杂质会阻碍寻求正确的答案。就像1907年注意到的那样："少量的镭似乎无处不在，大气、海洋、泉水和所有的土壤中，都含有微量的镭及其产物，我们不能确定有微量活性的一般金属，就一定不含有同样的普通杂质。"[65]疑问不少，但研究仍在继续进行。在玛丽·居里的博士论文里(1903年)有一节的标题是"原子辐射是普遍现象吗?"。在这一节，她对除了铀和钍化合物以外的一些放射性物质进行了分析："我作这项研究时认为，作为原子特性的放射性，决不可能只隶属于某种物质而不属于其他物质。"[66]在所有被检验的材料(包括12种稀土元素)中都没有发现放射性的证据，这些检验工作是值得赞扬的。其他人或因运气不好或技术水平不够，或二者兼有，声称发现了新的放射性元素[67]如 berzelium 和 carolinium，但都未能核实。我不相信卢瑟福在这方面作了特殊的研究工作，但他肯定对这个问题很感兴趣。1904年他写道："根据现代原子结构的观点，一些原子会分裂，而另一些原子永恒不变，这些都并不令人惊讶。"[68] 1906年他又说："物质或许与镭一样可以发生转变，但其缓慢的程度使我们目前的方法还难以探测到。"[69]

1907年，对衰变中间产物的思考引出了一个重要的积极的成果：坎佩尔(N. R. Campbell)和伍德(A. Wood)发现钾和铷具有放射性。坎佩尔的动因在他一年前的一篇论文里写得很清楚："已积累的大量证据(?)都有利于这个观点：所有的元素都具有放射性。"[70]在他和伍德合写的后续论文里[71]，发表了由他们测出的衰变时间：钾的稀

① 由 μεταβολή＝变化。

有同位素 K^{40} 具有的半衰期是 1.28×10^{9} 年；Rb^{87} 具有的半衰期是 5×10^{10} 年。(这些寿命如此之长是因为我们处理的是第三类禁戒的 β 跃迁。)

我想引用卢瑟福的一句评论来结束放射性最初十年的研究。他 120 是一位不随意作猜测的人，但他却说："如果有比铀重的元素，它很可能具有放射性。"[72]

在第二个十年里，对放射性的理解所取得的进步是惊人的。发现了原子核，它的三个重要参数——核电荷、核质量数和核结合能——的重要意义也清楚了。这一时期证实了核是放射性过程的源泉；引入了同位素；还发现了放射性位移定律。我将把这些话题留在下一章里讨论，而以普通物质的稳定性作为这节的最后一个内容。

1913 至 1920 年间，核质量，更具体地说是同位素的质量还不知道。据我所知，到 1920 年才由楞次(W. Lenz)第一次根据爱因斯坦质能等效原理，并用能量条件，正确地描述了与放射性蜕变相对的稳定性问题。与此同时他还考虑到同位素质量、结合能、核衰变产物的动能等。[73]在此之前，仍有猜测的余地，因此在 1915 至 1921 年间就有一些作者试图提出元素进化的蜕变理论。其理论内容是，自然界所有元素的出现都起因于 4 种基本元素的 α 衰变，这种衰变极其缓慢。例如：据推测从 Th^{232} 开始，人们可用这种衰变方式得到质量是 $4n$ 的所有元素，直到 α 粒子自身。

在阿斯顿(F. W. Aston)论同位素的专著的第一版里(读者可以发现这些猜想的详细内容)，他直截了当地说："这个理论是不可能的，是错误的……它从至少是 4 种元素开始构造任何复杂的已知元素，这不可能解决更多的问题，……(这个理论)从来不值得认真的思考。"[74]不久，有关同位素质量的资料就铺天盖地地出现了。1919 年 11 月以氖的同位素的确证为起点，质谱分析开始得出大量的结果，尤其是此后的 5 年时间中。[75]

1921 年以后，关于所有元素都可能具有放射性的推测一直没有再听说过，直到 20 世纪 70 年代大统一规范理论出现。根据这个理

论，质子必然是不稳定的，由此，所有原子也是不稳定的。关于这个话题请看第22章，在那里读者将会自然而然地得到结论。

(e)为什么会有半衰期？

第一个确定衰变半衰期的是卢瑟福。[76]在研究 Rn^{220} 的性质时，他发现他的样品所发出的辐射强度随时间以几何进度减弱。于是，121 他第一个注意到，如果 $N(t)$ 是时间 t 时刻的活性原子的数目，那么 N 随 t 的减少就可以这样描述：①

$$dN/dt=-\lambda N \quad 或 \quad N(t)=N(o)e^{-\lambda t} \tag{6.1}$$

他称 λ 为放射性常数，并表明当 $t=60s$ 时 $e^{-\lambda t}=1/2$，这是一个相当好的半衰期值（现在的数值是 $t=56s$）。当然，这第一个发现无疑与元素寿命的短暂有关。有了母子物质之间的辐射平衡理论帮助，在接下来的几年中，更长的半衰期（例如镭的半衰期达1600年）也被证实了。[77]方程(6.1)以及把它推广到序列衰变(sequential decays)，是卢瑟福对理论物理的两大贡献之一。但他从没有将它看得很重要（他的第二大贡献是从散射实验的结果中，得到了中心核的理论发现）。

今天，虽然我们不能对任何给定的放射性衰变都算出 λ 的理论值，但 λ 的意义已经十分清楚了。在 α-，β-和 γ-衰变中，尽管各自的机制不尽相同，但在每种情况下 λ 都是量子力学里的单位时间的跃迁几率。早期物理学家在许多情形下勉强将量子效应引入物理学，放射性就是一个例证。

在19世纪和20世纪之交，人们已经对原子量级的不稳定系统有了许多认识。例如：那时对发光现象作了许多研究，人们因而熟悉了寿命的概念。对那些企图找到这些或相似过程的机制的人来说，的确出现了许多难以克服的难题；玻尔兹曼为分子离解所作的努力就是一个例子。[78]然而，如果说这些各种各样的不稳定的系统没有经

① 在没有任何补充机制的条件下。

受理论的检验，它们似乎也没有提出任何明显的悖论，这主要是因为人们将这种不稳定性归结于外部原因。例如，对于发光现象，人们总有借口说，被激发的只是一些而不是全部辐射物质。还应注意到在早些时期，原子发射普通光时的寿命由于时间太短而无法观测到。另一方面，放射性对于他们那个时代的人来说，的确提出了一个独特的难题：放射性衰变似乎与经典的因果概念相反（事实也的确如此）。在本世纪的最初 20 年，物理学家们没有任何理由怀疑这些悖论不仅只对放射性是特有的。

金斯（Sir J. H. Jeans）爵士对这种情况有生动的描述："有趣的是……当我们讨论哪一个原子先蜕变，哪一个不蜕变而生存的时间最长时，问题就出现了。（假定）5×10^8 个原子要在下一秒钟蜕变，我们会问，是什么决定那些特别的原子成为蜕变中的一个？……这 122 似乎抽掉了大部分物理世界图象中的因果关系。如果我们被告知（一组辐射原子中的）每个原子的位置和运动速度，而且这些原子的运动还服从经典理论的话，那么我们可以企盼拉普拉斯的高超数学家预测每个原子的将来。但是，新定律只告诉他这些原子中的某一个注定今天要蜕变，另一个明天要蜕变，等等。没有任何计算能使他知道哪一个原子要离解……"[79]

虽然如此，早期仍有些人开始设想一些包含放射性在内的动力模型，这些模型的建立者之一就是 J. J. 汤姆逊。他的模型建立的细节留到第 9 章再讨论。这儿只需说明他曾企图以经典物理学的图象来描述放射性。这样，我们就能较好地理解开尔文勋爵在写给 J. J. 汤姆逊的信中表示反对的原因："在一块镭的溴化物中，有些镭原子即将蜕变，而有一些还能稳定地生存几千年，这些镭原子之间到底有什么区别呢？"[80] 卢瑟福也看出经典模型的弱点："……所有同时形成的原子将持续生存一段确定的时间，然而，这与所观测到的转变定律相反；在转变理论中，原子的生存时间具有从零到无穷的所有值。"[81]

失望之余，1909 年 J. J. 汤姆逊在一个演讲中提到一种可能性，这也许能回答这个问题：由同一原子构成的物质，怎么可能会由一些

存在时间比另一些存在时间长的粒子构成？这只能认为“放射性物质中不同的原子并不是在每个方面是都同一的”。[82]然而J.J.汤姆逊后来再没有回到这种认识上。

明智的人将“为什么放射性原子要发生变化?”这个问题放在一边，而集中精力于更合适的问题：“它是怎么变化的?”这样，人们就能够在描述水平上前进一步。他们集中精力研究方程(6.1)的本质内容——几率：一个给定的不稳定原子衰变的可能性对(给定物质的一个样品)所有原子是一样的，并且和它的年龄无关，但却与所考虑的具体元素有关。“如果毁灭之神让那些活着的人每分钟死掉固定的一部分，不考虑他们的年龄……而且完全随意选择，……那么我们的预期寿命就像放射性原子的寿命一样。”[83]在这种安塞茨概率(probability Ansatz)的帮助下，有可能在有限样品的条件下改进方程(6.1)(方程只有在 N 极大的极限条件下才严格成立，因为它忽略 N 的不连续性)，进而预测在任何有限的时间间隔内(对给定的 λ)衰变原子的平均数目，并且研究这个数目的涨落(施外德勒涨落)①以及其他变量的涨落，如热的产生、离子化、空间分布等。[85]

123

除此以外，没有更多的事可做了。寿命悖论完全不可能产生经得起考验的新假说。这个问题太难了，以至于得到它的错误观点都很难。

德比尔纳(A. L. Debierne)在他的博士论文[86]中对另一种方案进行评述时，一个比较熟悉的话题又出现了：放射性衰变的能源来自外部。他在几个化学过程中(如单分子不可逆反应(离解等))，通过观察发现了指数衰变。他注意到在这些实例中，热的无序性起了作用，这引导他提出放射性衰变过程是否能归为某些外部活动的问题，然而这些外部活动并不随温度的变化而变化。他认为这样一种机制很难设想。在与热的无序性进行对比时，他推测每一个不稳定的原子含有一个极度复杂的系统，在此系统内高速粒子创造了一种“内部混

---

① 施外德勒(E. R. von Schweidler)是首先让这种涨落现象引起人们注意的人。[84]

乱"状态。其他一些人同样试图将衰变特性与高度复杂的内部运动的涨落联系起来。[87]

1913 年居里夫人在第二届索尔维会议上发表的演讲的主题，就是这种设想。在后来的讨论中，卢瑟福表示他对德比尔纳的观点有兴趣，并将自己的观点表述如下："对所有放射性物质都普遍适用的放射性转变定律，似乎只能被解释为原子核内一种偶然扰动的结果，这和概率定律相符。但是以目前所了解的知识，似乎不能形成有关原子核结构的清晰概念，也不能得到原子核蜕变原因的清晰概念。"[88]

1916 年，爱因斯坦第一个认识到方程(6.1)只能在量子理论的范围内才能被理解。

这一年，他对原子系统内的自发和感生辐射量子(即光子)跃迁引入了所谓系数 A 和 B。[89] 在这种具有开拓性的辐射量子理论的研究工作中，爱因斯坦发现自发幅射中的有效系数 A 和方程(6.1)中的系数 λ 一样，有相同的量子起源："**它表明我的理论——为自发幅射而假定的统计定律——只不过是卢瑟福的放射性衰变定律而已。**"[90] 这个话题后来暂时搁置起来了，直到 1926 年才由狄拉克(当时在哥本哈根)接着讨论下去。狄拉克在论文中用量子理论推出了自发幅射的系数，从而建立了量子电动力学。[91]

(f) 结束语:现代

124

1. 1928 年:对 α 衰变的解释。 1928 年 8 月在哥廷根的伽莫夫(G. Gamow)[92] 和一个月后在普林斯顿的格内(R. W. Gurney)与康登(E. U. Condon)[93] 各自独立地认识到，α 衰变是量子力学的穿越势垒的隧道效应的一种结果。而且这几位作者都取得了更重要的进展：第一次解释了在 1912 年就从唯象上已知的盖革－努塔尔关系(Geiger-Nuttall relation)[94]，这个关系在产生 α 粒子的放射性元素半衰期和产生的 α 粒子的射程之间建立了一种联系。

从格内和康登给《自然》杂志的一封信中，我们最后一次听到了过去那一段时期混乱状况的回声："有必要假定原子核具有特殊任意的'不稳定性'；但在接下来的注释中却指出，蜕变是量子力学的自然结果，不需要任何假设……α 粒子从原子核中猛烈射出时所具有的巨大的能量已经有许多人作了描述。但从上面所描绘的过程看，可以说这些粒子几乎没被注意到就溜走了。"

2. 放射性不守恒。如果放射性守恒原理（本章(b)节的结尾处曾提到这个问题）严格有效，那么衰变常数 λ 将独立于所有的化学、物理变化。这对所有放射过程都应成立。

塞格雷(E. Segré)[95]和多德尔(R. Daudel)[96]各自独立地第一次指出，这个原理不能普遍成立。他们所讨论的过程是在 Be^7 中的 K 捕获，这是建立守恒定律的诸位先辈们所不知道的过程。他们注意到，化学环境会影响电子捕获率，尤其是在轻的原子核里面，因为化学变化意味着在原子核内电子密度发生变化。在以后的十年里，通过实验确定，电子捕获率约为 0.1%。[97] 1951 年注意到，相似的想法可适用于包含内部转化的衰变。通过比较不同的化学嵌合体(chemical embedding)——巧妙地选择锝-99 的同分异构体，[98]观察到的电子捕获率约为0.3%。1965 年，铌-90 的同分异构体甚至给出了更好的结果，得到的效应大一个数量级。[99]

这些和其他一些"放射性不守恒"的声明，成为当时一个较为活跃的主题。[100]这当然也由于发现了环境对放射性衰变的许多不同的影响：如"穆斯堡尔效应"。这个效应是说：一个原子核发生衰变时(即使发生在单个原子核)，只有将衰变作为该核所处的整个晶体的量子力学特性处理时，才能正确描述它。[101]

125 **3. 放射性衰变的指数定律。**方程(6.1)能否准确描述放射物质的短暂行为是一个相当老的问题了。它的早期提法是：λ 是一个与时间无关的常数吗？数年后卢瑟福用很长时间通过实验证实了

它,[102]后来又证实对于“非常年轻的”镭射气源,[103] $\lambda=10^{-5}$ 秒。[104]对锰-56的最新研究表明,在前面的34个半衰期中,没有和指数定律相偏离的。[105]

量子力学的讨论表明,方程(6.1)在数学上并不严密。和 λ^{-1} 相比,所产生的偏差有时很大,有时很小。[106]渐近指数行为更多地变成了一种幂行为。至今尚未发现实验环境对这种偏差会起重要作用。

References

1. A. Einstein, *Ann. der Phys.* 18, 639, 1905.
2. W. Pauli, 'Relativitätstheorie', in *Enzyklopädie der Math. Wiss.*, Vol. 5, Part 2, Teubner, Leipzig 1921.
3. R. W. Gurney and E. U. Condon, *Nature* 122, 439, 1928.
4. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 22, Oxford Univ. Press 1982.
5. *Historie de l'Académie Royale des Sciences*, *Année* 1775, pp. 61—6, Imprimerie Royale, Paris 1778.
6. E. N. Hiebert, *Historical roots of the principle of conservation of energy*, Univ. of Wisconsin Press, Madison, Wis. 1962.
7. Y. Elkana, *The discovery of the conservation of energy*, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass. 1974.
8. T. Kuhn, in *Critical problems in the history of science*, p. 321, Ed. M. Clagett, Univ. of Wisconsin Press, Madison, Wis. 1962.
9. E. Mach, *Die Principien der Wärmelehre*, Barth, Leipzig 1896.
10. M. Planck, *Das Princip der Erhaltung der Energie*, Teubner, Leipzig 1887.
11. H. Carnot, *Comptes Rendus*, 87, 967, 1878.
12. Cf. Ref. 10, p. 16.
13. Cf. Ref. 9, p. 241.
14. T. Young, *A course of lectures on natural philosophy and the mechanical*

acts, Vol. 1, lecture 8, p. 75, Taylor and Walton, London 1807.

15. G. G. de Coriolis, *Du calcul de l'effet des machines, ou considérations sur l'emploi des moteurs et sur leur évaluation pour servir d'introduction à l'étude speciale des machines*, Carilian-Goeury, Paris 1892.

16. See R. Kahl, *Selected writings of Hermann von Helmholtz*, Wesleyan University Press, Watertown, Conn. 1971.

17. H. Helmholtz, *Wissenschaftliche Abhandlungen*, Vol. 2, p. 972, Barth, Leipzig 1883.

18. L. -G. Gouy, *J. Phys (Paris)* 7, 561, 1888.

19. M. Curie, *Traité de radioactivité*, Vol. 1, Ch. 3, Gauthier-Villars, Paris 1910.

20. S. Curie, *Comptes Rendus*, 126, 1101, 1898.

21. H. Becquerel, ibid. 128, 771, 1899.

22. M. Curie, *Rev. Gén. Sci. Pures et Appl.* 10, 41, 1899.

126 23. W. Crookes, *Nature* 58, 438, 1898; cf. also *Comptes Rendus* 128, 176, 1899.

24. Ref. 19, Vol. 1, p. 129.

25. J. Elster and H. Geitel, *Phys. Zeitschr.* 4, 439, 1903.

26. R. Pohl, *Naturw.* 12, 685, 1924.

27. E. N. da C. Andrade, *Rutherford and the nature of the atom*, p. 40, Doubleday, New York 1964.

28. R. W. Lawson, *Nature* 113, 432, 1924.

29. J. Elster and H. Geitel, *Ann. der Phys.* 66, 735, 1898.

30. J. Elster and H. Geitel, ibid. 69, 83, 1903.

31. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 47, 109, 1899.

32. J. J. Thomson, *Nature* 67, 601, 1903.

33. P. and S. Curie and G. Bémont, *Comptes Rendus* 127, 1215, 1898.

34. P. and M. Curie, ibid. 134, 85, 1902.

35. W. J. Hammer, *Radium*, p. 18, Van Nostrand, New York 1903.

36. M. Curie, *Rev. Sci.* 14, 65, 1900.

37. A. S. Russell, *Proc. Phys. Soc. London* 64, 217, 1951.

38. E. Rutherford and F. Soddy, *Phil. Mag.* 4, 370, 569, 1902.

39. H. R. Robinson, *Proc. Phys. Soc. London* 55, 161, 1943.

40. L. Badash, *Sci. Am.* 215, No. 2, 289, 1966.

41. M. Howorth, *The life of Frederick Soddy*, p. 83, New World, London 1958.

42. E. Rutherford, *Radioactivity*, pp. 2—4, Cambridge Univ. Press 1904.

43. P. Curie and A. Laborde, *Comptes Rendus* 136, 673, 1903.

44. Kelvin, *Phil. Mag.* 7, 220, 1904.

45. H. Poincaré, *The foundations of science*, Chapter 8, Science Press, New York 1913.

46. E. Rutherford and H. T. Barnes, *Phil. Mag.* 1, 202, 1904.

47. W. Ramsey and F. Soddy, *Proc. Roy. Soc. A* 13, 346, 1904.

48. F. Soddy, *Radioactivity and atomic theory*, p. 84, repr. Ed. T. J. Trenn, Wiley, New York 1975.

49. G. Sagnac, *J. Phys. (Paris)* 15, 455, 1906.

50. J. J. Thomson, in *Transactions of the International Electrical Congress*, Vol. 1, p. 234, J. B. Lyons, Albany, N. Y. 1905.

51. E. Rutherford and A. H. Compton, *Nature* 104, 412, 1919.

52. E. Rutherford, *Radioactive transformations*, p. 267, Yale Univ. Press, New Haven, Conn. 1911.

53. J. Perrin, *Ann. Phys. (Paris)* 11, 5, 1919; *Revue du Mois*, Feb. 10, 1920, p. 113.

54. E. Briner, *Comptes Rendus* 180, 1586, 1925.

55. E. Rutherford and F. Soddy, *Phil. Mag.* 5, 576, 1903.

56. Cf. e. g. S. Meyer and E. Schweidler, *Radioaktivität*, Teubner, Leipzig 1927.

57. Quoted in W. Crookes, *Proc. Poy. Soc. London A* 83, xx, 1910.

58. P. Curie, in *Nobel Lectures in Physics*, 1901—22, p. 78, Elsevier, New York 1967.

59. F. Soddy, *Matter and energy*, Holt, New York 1912.

60. H. D. Smyth, *The Smyth Report*, *The Princeton University Library Chronicle*, 37, 173, 1976.

61. A. Pais, in *Oppenheimer*, Scribner, New York 1969.

62. F. Soddy, *Ann. Progr. Rep. to the Chem. Soc. for 1904* 1, 244, 1905; repr. in T. J. Trenn, *Radioactivity and atomic theory*, Wiley, New York 1975.

63. Kelvin, *The Times*, London, 9 August 1906.

64. E. Demarçay, *Comptes Rendus* 127, 1218, 1898.

65. N. R. Campbell, *Modern electrical theory*, p. 213, Cambridge Univ. Press 1907.

127 66. M. Curie, *Recherches sur les substances radioactives*, 1903. English transl. *Radioactive substances*, A. del Vecchio, transl. Philos. Library, New York 1961.

67. E. Rutherford, *Radioactivity*, 2nd Edn, p. 29, Cambridge Univ. Press 1905.

68. E. Rutherford, *Radioactivity*, p. 340, Cambridge Univ. Press 1904.

69. E. Rutherford, *Radioactivity transformations*, p. 276. Constable, London 1906.

70. N. R. Campbell, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 13, 282, 1906.

71. N. R. Campbell and A. Wood, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 14, 15, 211, 1907.

72. E. Rutherford, Ref. 67, p. 30.

73. W. Lenz, *Naturw.* 8, 181, 1902.

74. F. W. Aston, *Isotopes*, pp. 116—17, Edward Arnold, London 1922.

75. F. W. Aston, *Mass spectra and isotopes*, pp. 5—7, Edward Arnold, London 1942.

76. E, Rutherford, *Phil. Mag.* 49, 1, 1900.

77. Cf. e. g. E. Rutherford, J. Chadwick, and C. D. Ellis, *Radiations from radioactive substances*, Cambridge Univ. Press 1930.

78. L. Boltzmann, *Lectures on gas theory*, Part 2, Chapter 6, Univ. of Calfornia Press, Berkeley 1964.

79. J. Jeans, *Physics and philosophy*, pp. 149—50, Cambridge Univ. Press 1943.

80. Lord Rayleigh, *The life of Sir J. J. Thomson*, p. 141, Dawsons, London 1969.

81. E. Rutherford, *Radioactive transformations*, p. 267, Yale Univ. Press, New Haven, Conn. 1911.

82. Ref. 80, p. 142.

83. F. Soddy, *The interpretation of radium*, p. 114, Putnam, New York 1920.

84. E. R. von Schweidler, *Premier Congrès de Radiologie*, Liège 1905.

85. Cf. S. Meyer and E. R. von Schweidler, *Radioaktivität*, Teubner, Leipzig 1927; R. Fürth, *Schwankungserscheinungen in der Physik*, Chapter 6, Viewig, Braunschweig 1920.

86. A. Debierne, *Recherches sur les phénomènes de radioactivité*, Gauthier-Villars, Paris 1914.

87. F. A. Lindeman, *Phil. Mag.* 30, 560, 1915; H. Th. Wolff, *Phys. Zeitschr.* 21, 175, 1920.

88. E. Rutherford, in *La Structure de la matière*, p. 67, Eds. R. Goldschmidt, M. de Broglie, and F. Lindeman, Gauthier-Villars, Paris 1921.

89. Cf. Ref. 4, pp. 405—7.

90. A. Einstein, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 18, 318, 1916.

91. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 114, 243, 1927.

92. G. Gamow, *Zeitschr. f. Phys.* 51, 204, 1928.

93. R. W. Gurney and E. U. Condon, *Nature* 122, 439, 1928; *Phys. Rev.* 33, 127, 1929.

94. H. Geiger and J. M. Nuttall, *Phil. Mag.* 23, 439, 1912.

95. E. Segré, *Phys. Rev.* 71, 247, 1947.

96. R. Daudel, *Rev. Sci.* 85, 162, 1947.

97. Cf. R. Bouchez *et al.*, *J. Phys. Radium*, 17, 363, 1956, also for earlier experimental literature.

98. K. T. Bainbridge, M. Goldhaber, and E. Wilson, *Phys. Rev.* 84, 1260, 1951; 90, 430, 1953.

99. J. A. Cooper, J. M. Hollander, and J. O. Rasmussen, *Phys. Rev. Lett.* 15, 680, 1965.

100. G. T. Emery, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 22, 165, 1972.

101. Cf. H. Frauenfelder, *The Mössbauer effect*, Benjamin, New York 1962.

102. E. Rutherford, *Wiener Ber.* 120, 303, 1911.

103. H. H. Poole, *Phil. Mag.* 27, 714, 1914.

128 104. F, Joliot, *Comptes Rendus*, 191, 132, 1930.

105. R. G. Winter, *Phys. Rev.* 126, 1152, 1962.

106. See e. g. E. Hellund, *Phys. Rev.* 89, 919, 1953; G. Höhler, *Zeitschr. f. Phys.* 152, 546, 1958; M. Lévy, *Nuovo Cim.* 14, 612, 1959; P. Matthews and A. Salam, *Phys. Rev.* 115, 1079, 1959; J. Petzold, *Zeitschr. f. Phys.* 155, 422, 1959; 157, 122, 1959; J. Schwinger, *Ann. of Phys.* 9, 169, 1960.

7. 简单性的陷阱

当时代从一个纪元演变到另一个纪元时，时空之钟并未发出警报，人们并不理解他们已经掌握的东西。

T. 卡里勒：《论历史》

1. 简单性——一种不必要的灾难。 1901 年，位于纽海文的耶鲁大学，利用西利曼(A. E. Silliman)赞助的遗产，建立了一年一度的系列讲座制度，用以展示和证明这所大学的风貌和远见卓识，以及上帝的智慧和仁慈，同时也展示着这里的人们的道德观和自然观。J. J. 汤姆逊是第一位演讲者，其后是神经生理学家谢灵顿(C. S. Sherrington)。1905 年，卢瑟福成为西利曼讲座的第三位演讲者，他以"放射性衰变"为主题，在开场白中说道：

"过去的十年，是物理学界硕果累累的年代，激动人心的发现接二连三地不断涌现……迅速出现的新发现使得直接参与的研究人员也难以立刻领悟其全部含义。这样神速的进步在科学史上是绝无仅有的。"[1]

卢瑟福演讲的内容有将近 300 页，它阐明了他所关心的主要事件：X 射线、阴极射线、塞曼效应、α、β、γ 放射现象，原子的真实性及其可破坏性，还特别讲解了根据他本人和索迪的衰变理论对放射性元素家族进行排序的问题，以及考夫曼的关于 β 粒子的质量随速度的变化而增加的结果。但是却没有提到由他自己提出的谜——每一种放射性物质都有不同的寿命这个问题，也没有提及普朗克于 1900 年发现的量子理论。当然也没有涉及爱因斯坦关于光量子的假说，因为爱因斯坦的这篇论文发表于他的纽海文演讲的 17 个月之后。

这十年的进展中，也不可能包含爱因斯坦的狭义相对论，因为它在演讲之后的 3 个月才发表。

130 自卢瑟福在耶鲁大学演讲至今的近 80 年的时间里，科学技术取得了巨大进步，例如，提出了许多富有成果的理论概念，在实验中发现了许许多多的新物质形式，取得了很多基本技术的进步。但是尽管如此，在我看来，当年卢瑟福强调的在 1895 年至 1905 年这十年间，科学史上所出现的空前快速的进步，直到现在仍然无出其右者，特别是普朗克和爱因斯坦的贡献。综而观之，那一时期的理论物理和实验物理，使人惊诧的不仅在其发展速度上，也许更在其发展的广度和深度上。

在爱因斯坦自传式的笔记里，他这样回忆了自己在那段日子里的困惑："我用各种方法试图将已有的物理理论基础用于这种新的认识中，但都彻底地失败了，就好似地基被从建筑物地下抽走了一样，再没有任何可以赖以建立理论的依据。"[2] 在写这些东西时，他特指的是他对深奥的普朗克量子理论的早期认识。把爱因斯坦栩栩如生的词句应用到那个时代各种令人困惑的问题和发现中，而不仅仅在普朗克的工作中，难道有什么不对吗？当然不对。实际上，如此随意和包揽一切的归纳，只会使人们陷人严重的简单性的陷阱之中。我确信，人们能够识别出在科学发现史上普遍适用的论题，并且我曾经冒险提出过一些，但主要目的是在统一性之上强调差异。在经过数十年艰难地思考以后，我更加确信：要想发现无所不包的原理，就像水中捞月一样，是不可能的。

尽管如此，仍有人在没有简单性的地方寻求简单性。举个例子，谈到伦琴时有人说："对于像伦琴这样的人……X 射线的产生在创造了一种范式的同时，必然违反了一种范式。"[3] 这种断言不仅把惊讶（伦琴的确经历过）与震撼（伦琴没有经历过）混为一谈，而且还表明忽视了原始文献会得到多么荒谬的结论。实际上就像我们在第 2 章看到的一样，在这个课题的第一篇论文中，伦琴所推测的 X 射线的特性（即以太中的纵波）在他看来完全可以与已有的概念相融合。伦

琴的猜测正确与否并不重要;重要的是 1895 年,当伦琴得知他的研究结果将违背他和其他人所坚信的物理理论时,没有人会比他自己更为吃惊。事实上 X 射线的出现并不违背任何已经建立的模式。

上述意见可看作一个范例,说明在涉及探索历史(特别是发现的历史)的一般模式或规律(更不用说必然性)时,我持强烈的保留态度。这不只是我一个人的看法,让我来引用蒙森(T. Mommsen)①的 131 一句话:"历史将自己和别的学科区别开来,是因为它不可能有合适的理论来解释它的要素。"[4] 就我看来,历史的艺术就是在最严密的规范、最基本的事实、最自由的轶事奇闻之中进行。正如在前几章看到的,我努力想采用史诗的风格(也算不上新方法)来编写我的文稿,我希望读者能自己判断,并为他们提供一面镜子,让他们作出独立的思考。本着这种精神,以下关于前几章的少量一般性评论更应该是一种引导,而不是紧箍咒。

2. 成熟的时代。1897 年基本上可以说是物理学家为发现电子做充分准备的一年。就像在第 4 章中所述的那样,在几个月的时间里,柯尼斯堡、柏林和剑桥都各自独立地准确测量了荷质比。我相信,不论会不会出现任何特殊的个人,发现电子的时机都已经成熟了,当然这丝毫不能减少我对维歇特、考夫曼,特别是 J. J. 汤姆逊等人所做的贡献的敬意。

为什么这三个人中只有 J. J. 汤姆逊独享这一荣誉?因为只有 J. J. 汤姆逊测量了电子的电荷(参见第 4 章)。为什么三人中只有 J. J. 汤姆逊这么做了?因为在他的实验室里,C. 威尔逊发明了云雾室。这里再说一遍,前几章所述的物理学的基础发现与仪器的改进紧密相连。要是没有像盖斯勒、鲁姆科夫和罗兰这些人,阴极射线、X 射线、电子衍射效应和塞曼效应也许还没有被发现。这样说并不

---

① 蒙森(1817~1903),德国著名的历史学家,著作极丰,主要有《罗马史》、《罗马国家法》等。——译注

是耸人听闻。另外，技术已发展到能使真空管发射出阴极射线，那么X射线时代也就来临了。这并不是对伦琴的不恭敬。同样，19世纪最后几年里，要是没有实验室在红外线光谱方面取得的重大进步，就不会在1900年发现量子理论（我已在其他地方说过[5]）。对此可以做许多详细叙述，但在此只简明扼要地提一下。

贝克勒尔有关铀射线的发现是怎么一回事？在西利曼讲座中，卢瑟福提到这一问题时说："铀①的放射性特性可能会在一个世纪以前（即19世纪早期）就被偶然发现，这只需把一块铀的化合物放到一个金箔静电计的极板旁边就可以了……当放得很近时，铀的放电特性不会不引起人们的注意。不难推测铀能释放出一种射线，它能穿 132 过普通光不能穿过的金属。但这种进展很有可能就到此为止，因为当时有关电和物质之间关系的知识相当贫乏，人们不可能对这种孤立的发现产生更多的关注，……即使这项发现发生在10年之前，进展仍会很慢，并且人们会十分谨慎。"[6]

和通常一样，卢瑟福有一个观点很值得详细叙述。我们在第2章中曾指出，1896年贝克勒尔对铀射线的发现是偶然的和定性的，就像卢瑟福虚拟的早期物理学家们能够做到的那样。"这种进展很有可能到此为止"。这种说法确实很符合实际。直到1898年，当玛丽·居里和卢瑟福开始关注这个问题时，才把孤立的铀现象渐渐从定性分析转变到定量研究（第3章）。他们的基本工具是前几年才制造出来的一个主要用于研究X射线的经简单改装的的电离室。当卢瑟福说到如果十年前就发现了放射性，其进展将是十分缓慢而谨慎时，指的就是缺少这种新仪器。从X射线到放射性之间的这种技术关联，远不如从伦琴到贝克勒尔之间的关联那样玄奇，但仍然是同等重要的。

（卢瑟福注意到[7]）放射性的进展与考夫曼对E-m-v关系的研究是有联系的（6f），对狭义相对论来说这是一个重要的实验支持。当

---

① 铀是1789年发现的。

时只有高能β射线(几个 MeV)能为这项实验提供唯一可利用的粒子源。很明显这些各种各样的联系使人感到,它们为 1895 至 1905 年迅速取得的许多成果提供了很大的帮助,尽管它不能充分解释这些发现的密度为何如此之高。

然而时机还没有成熟,理论思想还没有对实验发展起到巨大的推动作用。① 尽管如此,人们不能忘记亚伯拉罕的电子模型(切合实际但并不正确)对考夫曼测量的影响,也不能忘记洛伦兹的解释(正确但只是定性的)对塞曼效应的影响(4c)。特别应该记住的是,利用麦克斯韦方程和洛伦兹力设计的实验,对带电粒子的偏转有多么重大的意义。

3. 关于老行家。包括我在内的许多人都这么认为:物理学上的发现多半是发现者在 20 多岁做出的。对于有那么多中年人在开辟崭新的研究领域方面发挥着主导作用(如前几章所说),我感到吃惊。他们做出决定性发现的年龄分别是:伦琴 50,贝克勒尔 42,汤姆逊 41 以及普朗克 42。② 133

在进一步思考后,我意识到这 4 个人中有 3 个实验者的年龄也许并不那么令人吃惊。他们并不是初生的牛犊,而是经验丰富的行家里手,他们系统地延伸和改良前辈实验工作者的成果。他们的头脑里没有革命的概念,甚至不能容忍它们。因此他们在不断的前进中取得的发现,就表现为科学进展中的无法预料的不连续性。高超的技术不断出现,使人们确信变革的时机已经成熟了。我不想比较这两个因素之间哪一个更为重要。

4. 关于普朗克。1879 年普朗克获得哲学博士学位时,已经发表了 40 多篇论文,主要是关于热学方面的理论。这些成果都在他发现量子

---

① 普朗克和爱因斯坦的思想对实验的巨大反馈作用是后来才有的。

② 注意:勒纳、塞曼、维歇尔和居里夫人更年轻,他们都是在三十岁作出重大发现。

理论之前。因此在他发现量子论的时候，可以被认为是一个“老行家”。这与伦琴、贝克勒尔和汤姆逊后期很相似。如果只把普朗克看作是那段非常时期的幸运儿是很不公正的。的确，普朗克是处在一个非常幸运的时期，即 19 世纪 90 年代末期，并且在极好的地点——柏林。那里正在对黑体辐射的光谱分布作至关重要的测量，这些测量结果使他在 1900 年 10 月能够极其成功地猜测，并且巧妙地表述了光谱分布与频率、温度之间的函数关系式。[8] 然而这并不标志着结束，反而恰恰是他光辉时代的开始。我在其他地方已经描述过[9]，他是怎样对我们现在所称的普朗克辐射定律作出猜测的，也描述过他怎样不满意这个猜测，并试图用第一原理来证实这个定律。两个月后他靠一个新的假设——量子假设，成功地达到了目的。[10] 那时这个新的假设仅仅是为了导出普朗克辐射定律。他的实验同行们告诉他，他的定律与实验结果吻合得极好。

在他的自传中(近 90 岁时所写)，普朗克描述了他第一次徒劳的尝试[11]。他试图把量子假设与经典物理学结合起来：“我立即尝试把基本作用量子 h 纳入到经典物理理论之中。但所有的结果都是这个常数仍然顽强地表现自己。这种徒劳的尝试持续了许多年，耗费了我许多精力。”

134

这里没有必要详细地讨论普朗克如何提出他的量子假设，以及他当时或以后对此是如何认识的，①但我要对他在 1900 年 12 月的量子理论方面的论文作一点说明。作出一个发现并不表明就懂了这一发现，而这篇论文正是在这一方面成为整个科学史上最突出的一个例子。不仅是普朗克，还有许多其他物理学家起初对这一新的假设的认识都很迷惘。德拜有一个有趣的回忆：普朗克的文章发表后不久，在索末菲主持的学术会议上谈到普朗克的假设时说：“我们并

① 正像前言中说过的那样，本书的写作计划并不包括量子理论的发展史。关于普朗克的详细描述可参看克莱茵(M. Klein)的一篇论文[12]，及参考文献 9，导致普朗克发现的历史可参阅参考文献13。

不知道这个量子到底是不是新东西。”[14]

我在本章的前半部分已经提过，卢瑟福在西利曼演讲时，曾对半衰期的意义保持沉默，现在我们知道这是另一种典型的量子现象。我认为这是科学家没有立即领悟他们的发现的伟大意义的另一个例子。

5. 关于爱因斯坦。如果要让我说出 20 世纪中哪一项发现能称得上是革命的，我会毫不犹豫地提名普朗克在 1900 年 12 月的发现，因为他的发现要求对经典物理学的基本理论进行修正，而这一点不仅普朗克本人，而且还有许多物理学家当时都没有立刻认识到。显然，在使用“科学革命”、“有根本价值的发展”等等赞誉词时，必须要弄清楚是谁使用了这些词语。

爱因斯坦可称得上是第一个认识到量子理论的出现预示着一次科学危机的人，我认为这是他的许多伟大成就之一。在普朗克的论文发表之后，爱因斯坦以这样简短的形式表达了他的心态：“好像基础从下面被抽掉了一样。”我认为过分大胆引用爱因斯坦的话，就会落入简单性的陷阱。这并不意味着在前面 6 章里描述的发现比普朗克的工作要逊色。实际上没有哪一个物理学家能对量子理论、放射性理论和电子发现的重要性进行比较和排序……虽然如此，量子理论的发现仍然占据着一个特殊的位置，这是因为它不仅标志着一个新概念的诞生，而且还标志着老的第一原理要被淘汰，或者更恰当地说，要被修正。

爱因斯坦后来这样描述普朗克的所谓辐射定律的“派生物”：“它的美中不足……起初一直不被人们认识，但这种美中不足对于物理学的发展却是一大幸事。”[15]① 与此相似的还有他自己的光量子的发现，这是 1895～1905 年间科学进展的又一个里程碑。光量子遵循被 135

① 爱因斯坦已经留意到：如果普朗克进行系统研究的话，他将最终得到瑞利一爱因斯坦一金斯定律，当 $h\nu/kT \ll 1$（ν＝频率，k＝玻尔兹曼常数，T＝温度）时，该定律是普朗克定律的近似。[16]

称为玻色一爱因斯坦统计的量子统计理论，[17]这一点从1924年开始就广为人知。然而，爱因斯坦成功地利用了基于经典物理学的玻尔兹曼统计来引入光量子。简单地说，他的想法是：当频率在 ν 和 $\nu+d\nu$ 之间时，每单位体积黑体辐射的能量密度为 $\rho d\nu$，如果 $h\nu/kI\gg1$，按现代的理论则有：

$$\rho(\nu,T)=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}e^{-h\nu/kT} \tag{7.1}$$

这就是所谓的维恩定律。这个幂指数看起来像一个典型的玻耳兹曼因子，与经典物理学有点相似。正是这一相似使爱因斯坦感到惊讶。把公式(7.1)与经典点粒子的理想气体能量分布相比较(体积和温度的函数)，他得出了如下结论[18]："在维恩定律有效的领域里，频率为 ν 的黑体辐射的行为，就像独立的能量为 $h\nu$ 的能量子一样。"

这样，把经典方法玻尔兹曼统计用于公式(7.1)，就得到光子概念。开始，隐藏着一种不完善性，直到20年后人们才发现，当 $h\nu/kT\gg1$ 时，缺少玻色一爱因斯坦与玻耳兹曼统计公式的一致性的证明。[17]当基础从下面抽出来时，一位卓越的科学家如何被迫处理那些完全不熟悉的内容，这是一个特别有启发作用的例子。当逻辑失去作用时，当艺术与技巧完美结合时，足以使企图理解那段辉煌的物理时代的许多哲学家迷惑不解。

预言和发现光子的历史，可以被看成是20世纪最动人的篇章之一。引入一个新的粒子总会引起长时间混乱，而光子的引入更引起了非同一般的混乱，其主要原因是人们从来没有遇到这种用新观点解释老现象的情形。自由电磁辐射一直被认为是一种波，现在在某些情形下从其行为方式来看，却似乎具有粒子性。毫无疑问，这种波一粒二象性的首次出现，必然导致经典物理学陷入混乱之中。此外，这一预言不只是来自某一篇理论文章。1905年爱因斯坦指出，光是能量子；1916年他又认为光是具有动量的能量子，从而又一次把这种特性从黑体辐射的分析中抽了出来。认定光子是一种真正的粒子且同时具有能量和动量，经过了一番痛苦而漫长的过程。在实

验中观察到分立的光子已经是 7 年以后的事了，它可以和另一种粒子（如电子）交换能量和动量，而且遵守能量、动量守恒定律（这儿指的是 1923 年发现的康普顿效应）。在这本书里我没有对它作详细说明，这是因为我以前曾写过这个专题。[19] 136

作为本小节的结束，我将对这十年里与狭义相对论有关的发现作一简要的评述。对某些人来说，这一进展可能抽走了物理学基础，但对爱因斯坦则不然。首先应注意的是：对时间和长度要下一个精确和可操作的定义，这在 1905 年之前就已经有人清楚地意识到了。同时性在概念上也有清楚的见解。人们认识相对性已经有相当长的一段时间了，尽管这种认识仅局限在力学领域。这就是所谓的伽利略相对性（这个术语后来才被正式引入[20]）。爱因斯坦利用新的实验数据修正了所有这些概念。他在有关这方面研究的第一篇论文中所建立的理论在逻辑上完全具有坚实、完整和公理性的基础，不像量子力学理论在最初 25 年里那样，其逻辑基础始终模糊不清。在本世纪初，如果物理学家们不能接受量子力学，那是因为它看起来（实际上也是）太复杂了，是一些特定规则的大杂烩；但是如果那时某些物理学家们不接受狭义相对论的话，那么我坚信很大程度上是因为这个理论太简单了，以致他们不能领会。

6. 发现的多样性。如上所述，正在远离我们的这个时代在物理学上的发现，无论从速度上还是从广度上都是非凡的。通过实验获得的有 X 射线、放射性、塞曼效应和电子；通过理论分析得到的则有量子理论、狭义相对论以及认识到电磁辐射的行为可以像一束粒子流。接着我们要用这些理性认识来给“经典物理学”下定义：经典物理学只是物理学中相对于普朗克常数设定的尺度来说作用很大、相对光速设定的尺度来说速度很慢的那一部分。所有这些都是 20 世纪以后的事了。

我最后要讲的一点是我以前忽略了的一个问题：通过极力强调历史中的共同特征能获得哪些启示？显而易见的答案是：个性是关

键。我指出几个明显的一般特征，如仪器改进对基础物理学的影响，时机的成熟，以及多得惊人的对新发现的意义的认识不足(爱因斯坦和狭义相对论是一个著名的例外)。“当时代从一个纪元演变到另一个纪元时，时空之钟并未发出警报。”因此出现了以下种种情形：麦克斯韦对原子的偏见——原子是不可再分的和永远不灭的，而电荷的分立性只是一个暂时的错觉；[21]伦琴坚信他的射线是一种纵向振137动；[22]贝克勒尔猜测X射线与发光体有关；[23]阴极射线是分子流还是以太振动的争论；[24]由于放射性能量释放的难题而怀疑能量守恒定律；[25]普朗克试图将量子理论融于经典物理之中；卢瑟福对寿命的意义保持沉默。对这些问题进行解答是不可避免的。“人们并不理解他们已掌握的东西”。最初有这样的偏见倒也没有什么危害，只要他们在更好的证据面前能放弃这种偏见。所有这些表现给我们的教训是：科学革命(无论其确切的意义是什么)很少是由有革命精神的人引发的。和所有人一样，物理学家们也总是竭力支持他们所知道的和他们认为知道的东西，只是在巨大的压力下才放弃传统的想法。

在那争论不休的十年里，另一个特点就是：实验进展与理论进展常常发生在不同的前沿，并且大部分都是独立进行的。因此，普朗克的理论只得出了黑体辐射，而没有更多的成果(指那个年代)；相对性尽管有人们所熟知的普遍性，给了麦克斯韦电磁场理论一个基础，但却没有立即对其他观察带来影响。另一方面，放射性则代表了另一类现象：它寻求一种理论。

在争论逐渐平息的年代里，人们会遇到另一种完全不同性质的发现(发现的种类是多么不同!)，在这些发现中理论和实验的发展虽然不一定协调，但都达到了成熟的水平。我只提供两个著名的例子：第一个是超导性。其实验早于理论，直到人们用早就熟悉的理论如量子力学、库仑力和不相容原理进行解释以后，超导性这一注目的现象才终于被理解。第二个是相变。发现水蒸气可以凝结的时间早得无法确证，但水蒸气的凝结与压力和温度有定量关系，则属于比较现代知识中的一部分。毫无疑问，我们已经拥有正确的理论来计算凝

点。可是现在没有人这样做,原因在于计算这一问题十分复杂。这可用物理学家们最精致的4行诗来表达:

爵士约翰·杜瓦,
有人比你聪明吗?
你们这一群笨驴,
能让气体凝结吗?

最后一点,在理论和实验都处于初始阶段时,会有一个过渡期,在这一阶段中理论和实验彼此对立。这是我在本章要说的最后一个主题,并且可以引出后续各章。

7. 简单性:必不可少的灾难。 最近在与一位准备进行微妙弱相互作用实验的同事进行讨论时,提到一个问题:需要多长时间的努力才能完成实验?这些实际的问题在今天是不能回避的,这不仅是因为现代实验(特别是高能物理方面的实验)要求高技术和后勤保障,而且也是因为实验计划首先必须通过审查委员会详细的审查;即使审查通过了,还有执行过程的可行性指令。当我们思考所有这些会影响发现进度的因素时,一位年轻助手大声表示他对过去年代的一些事所感到的惊奇:物理学家们以小组或个人形式开展工作,实验所需要的空间只是一个桌面大小的地方,而实验时间只是以周或更短的单位来计算。对此我们中的一个人不得不提醒他:从β射线的发现到提出中微子假说花费了三十多年时间,而从假设到测定又花了近25年。他听了以后惊讶地问到:人们在这期间都在做些什么? 138

这一问题的答案涉及到许多复杂的因素,从科学上的诸多困难(仪器、实验及理论)到现实中严峻的资金问题等等。因为从20世纪物理学,特别是粒子物理学的发展速度上看,50年是一个非常漫长的时间区间,因此我们把这一区间分成许多小部分,问题就显得容易些。下面让我们列出有关β放射性研究的前半个世纪的主要事件年表:

1898年:卢瑟福指出了α射线与β射线的区别。

大约 1900 年：在确定阴极射线的成分的同时，认识到 β 射线肯定是电子。

1914 年：发现了 β 光谱的连续性特性。

1930 年：为了解释 β 的连续光谱，提出了中微子假说。

1934 年：为了描述 β 衰变，引用了一个新的相互作用：弱相互作用。

1939 年：第一次获得了可靠的 β 光谱图。

1956 年：探测到中微子。

原来的一个问题现在被分成了几个问题。从发现 β 射线到第一次观察到 β 连续光谱，为什么花费了 16 年时间？为什么从连续 β 光谱到认识到需要一些新的假说来解释这种光谱特性，又花费了 16 年时间？在可靠的 β 光谱可以利用之前，为什么需要经过长达两代人的努力？为什么直到 20 世纪 50 年代才发现中微子？

这些问题将会在后面的几章里逐个论述。这里我把它们用下面的顺序连接起来：

139

不完全实验性指导→简单性陷阱→悖论→进步→不完全的实验性指导……

这个链条的第一链，或许能结束，或许会永无止境；它在某一特定时间里为人们提供了来自实验室的信息。即使是最优秀的实验学家也不可能克服由实验设备给他造成的限制，因此他必定为我们提供了不充分的信息（他当然知道这一点）。在此基础上，为了解释这些实验结果，理论学家会提出一个聪明的方案，而这一方案只能依赖于他能想到的并与实验数据很好吻合的最简单的假设。直到有了更精确的或新的实验仪器再重做这些实验，才会发现这些假说落入了简单性的陷阱。实验学家们由于反驳了理论家的构想而感到高兴；理论学家们也很高兴①，因为新的实验信息为他们提供了一个需要解决的悖论。理论物理现在有了一个新的基础，可以提出一个修改

① 也许最好说他们应该很高兴。假说的实验反证有时带来的是失望，甚至是自杀。

了的最简单的假说。实际进展还是有的。但新的实验基础肯定还不完善。于是就出现了下列次序:陷阱、悖论、进步……不断地重复下去。

这种简单性陷阱既不可避免,也并非愚蠢的标志,而是必不可少的灾难。在朦胧的知识前沿中寻找简单性正是科学家们的任务。科学家们在选择简单性(必然是不确切的概念)方面有他们的特权和自由,但必须受实验严格的检验。由此看来,科学家的劳动与另一些从事智力活动的人是迥然不同的。

对简单性的追求可以通过成功和失败的范例作出详细的说明。从本质上说这是一种不可言说的直觉。有时一种想法对一个人来说非常简单,对其他人也同样简单;但有时则是对一个人简单,对其他人则不然。有时某个简单的想法可能会获得成功,有时又会失败。在这方面爱因斯坦的经历是最典型的了。追求简单是要承担风险的。弗洛伊德(S. Freud)给福利斯(W. Fliess)的一封信中说得好:"你对我的评价往往过高了。我并不是一个真正意义上的科学家和观察家,也不是一个实验家和思想家。我只不过在气质上像个征服者(如果你想换个词来说那就是冒险家),具有强烈的好奇心,敢于冒险和属于这种人的不屈不挠的精神。成功了,他们就受到人们敬仰,否则就将被遗忘。但这决非不公正的。"[26]这些话因为写于 1900 年,所以显得与实际情况特别贴切,因为这正好是本章所谈及的十年时间的中点。

追求仍在继续,将来总会有机会让当年的一些老粒子物理学家坐在一起,骄傲地谈起他们过去的经历,以及我们的现在和未来。一位年轻的同事在聆听后会吃惊地问:那些年代人们都做了些什么?

下一章将解释先前提出的一系列问题中的第一个:为什么从 β 放射性的发现到第一次观察到 β 连续光谱要花费 16 年时间?人们会发现"陷阱——悖论——进步"进程中最令人惊讶的例子。其他几个问题将在其后的章节里解释。对于最后一个问题,即为什么直到 20 世纪 50 年代才发现中微子,其答案只与仪器有关而与悖论无关。 140

因此，我将提供另一个肤浅的、一概而论的例子，其结果是导致更危险的简单性陷阱。

References

1. E. Rutherford, *Radioactive transformations*, pp. 1 and 16, Constable, London 1906.

2. A. Einstein, 'Autobiographical notes', in *Albert Einstein: philosopher scientist*, p. 45, Ed. P. A. Schilpp, Tudor, New York 1949.

3. T. Kuhn, *The structure of scientific revolutions*, 2nd edn, p. 93, Univ. of Chicago Press 1970.

4. Th. Mommsen, 'Reden und Aufasätze', p. 10, Weidmann, Berlin 1905; transl. in *The varieties of history*, p. 192, Ed. F. Stern, Vintage Books, New York 1973.

5. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 19, Section (a), Oxford Univ. Press 1982.

6. Ref. 1, p. 17.

7. Ref. 1, p. 19.

8. M. Planck, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 2, 202, 1900.

9. Ref. 5, pp. 364—72.

10. M. Planck, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 2, 237, 1900.

11. M. Planck, *Scientific autobiography and other papers*, Philosophical Library, New York 1949.

12. M. Klein, in *History of twentieth century physics*, Academic Press, New York 1977.

13. H. Kangro, *History of Planck's radiation law*, Taylor and Francis, London 1976.

14. U. Benz, *Arnold Sommerfeld*, p. 74, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1975.

15. Ref. 2, p. 39.
16. Cf. Ref. 5, chapter 19, Section (b).
17. Cf. Ref. 5, chapter 23.
18. Ref. 5, chapter 19, Section (c).
19. Ref. 5, chapter 19 and 21.
20. P. Frank, *Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien IIa*, 118, 373, 1909, esp. p. 382.
21. Chapter 4, Section (b).
22. Chapter 2, Section (a).
23. Chapter 2, Section (b).
24. Chapter 4, Section (d).
25. Chapter 6, Section (b).
26. S. Freud, letter to W. Fliess, February 1, 1900, quoted in E. Jones, *The life and work of Sigmund Freud*, Vol. 1, p. 348, Basic Books, New York 1953.

142

8. β 光谱:1907～1914 年

(a)引言

早先公开发表的有关放射性的论文,由于所关心的问题和过程很笼统,因此不需要区分 α 射线、β 射线和 γ 射线不同的组成特性。让我们来回忆一下这些讨论过的问题就会发现的确如此:(1)铀释放一种新的射线——铀射线;(2)某些其他元素释放出一些相似的放射性射线;(3)这些辐射是原子的特性;(4)这些射线通常是不同的,大体有三种类型:α 射线、β 射线和 γ 射线,它们首先由不同的吸收率来区分;(5)放射过程自发发生,每一个过程都有特定的半衰期;(6)即使对放射现象作最定性的分析,也需要原子不是最小物质单位这一结论的支持,这是一个没有争议的观点,电子的发现更证实了这一点;(7)转换理论第一次从唯象上为复杂的放射性过程带来秩序;(8)即便如此,放射性能量释放的机理以及半衰期的意义仍然不清楚。也就是说有一些带普遍性的疑问,但这些疑问与三种具体的衰变特性无关。

本章将再一次涉及放射性这一主题,但重点有明显的转移。以后将很少提及 α 射线和 γ 射线,而从一开始,β 衰变就将成为主要的论题。让我们先列出三种放射性衰变类型,以及在衰变中起支配的力或相互作用(这两种说法等价),以此来解释为什么本书在这里只

涉及β衰变这个话题。

过程	起支配作用的力
α衰变	强
β衰变	弱
γ衰变	电磁性的

强相互作用力机制也将出现。现在我们只需知道,强相互作用力将原子核箍在一起,并在α衰变中将原子核的一部分分裂出去。定性地讲,α放射性提供了一个重要的但又非常复杂的关于强相互作用的信息源。γ衰变与电磁性的关系,也同样如此。 143

与此形成强烈对比的是,直到1947年发现μ介子衰变以前,β衰变一直是一种特定力的唯一的表现。的确,β衰变揭示了一种奇异的力——弱相互作用力。由于这种特殊情形,早期的β放射性的历史有非常奇异的特点。在对β衰变特性作出猜测时,经常陷入陷阱,这是因为人们常用其他已知的现象对β衰变进行类比,这就注定要失败。

人们从争论和混乱中逐渐得到正确的认识:β衰变在所有衰变中占有一个非常特殊的位置——这是本书历史进展描述的重头戏。另一方面,对α和γ衰变则不再进行深入的讨论,因为在我们要弄懂基本力时,它们不是主要的信息源。当然这些衰变过程对于我们理解原子核结构来说仍然很重要,但原子核结构不是现在讨论的主题。

在这一章里将对β放射性从几个方面进行讨论,其中第一个议题就是β光谱的最早的实验研究。其对应的历史时期是1907年至1914年,那时还没有人提到,更没有人观察到中子、质子和(反)中微子,当然更不知道β衰变是在中子(束缚的和自由的)蜕变过程中产生的,其蜕变过程如下:



中子→质子+电子+反中微子

在那个先锋年代,人们没有发现任何迹象表明放射出来的电子能量不是单一的而是在某一区间之内,这是因为电子必须和中微子共同分享释放出来的能量,更精确地讲是因为中子衰变是一个三体过程。

这一章的写作计划大致如下：

节(b)：1904年从一个纯α发射体发现α射线是单色的[①]，这个发现产生了一个陷阱，人们猜测：一个纯β发射体发射的β射线也是单色的(即单一的能量)。最后对α粒子散射(1906年)和漫射(1912年)的发现作简单的评论。

节(c)：由于起初认为电子被金属箔的吸收是证实这一猜想最好的实验手段，因此有必要插叙和描述一下在1907年普遍流行的有关吸收过程的想法。这样我们就遇到了第二个陷阱：人们认为，单一能量电子的吸收与金属箔的厚度之间的关系，是一种简单的指数函数关系。

144 节(d)：这一规律对节(b)中提到的猜测提供了一个评判标准。描述了第一次对β光谱的测量。这次测量最初似乎证实了β射线的单色性的猜测。

节(e)：我们回到吸收定律上来。1909年，人们开始明白这个定律远比他们原先想像的要复杂得多，认识到简单的吸收实验对确定β光谱结构是毫无意义的。

节(f)：β光谱研究的第二个时期是从1910年开始的。人们发现β射线在磁场中可以分裂，而且合成速度谱可以用摄影方法进行分析。开始的观察结果显示β光谱仍然是单一的，但是同样的方法最终表明：单一的电子能量理论应被舍弃。

节(g)：大约在1912年至1913年，实验表明β射线是一个分立的谱线，从而在不知不觉之中为原子核光谱学奠定了基础。

节(h)：根据计数器探测到的β射线在磁场中的偏转情况，最终证明β光谱是连续的。

这些就是本章所包含的内容。我现在可以回答第7章末尾提到的那些问题中的一个问题：为什么从发现β放射性到第一次观察到

---

① 在晚些时候发现α射线一般具有一种能量精细结构。这一重要的细节与本章无关。

连续的 β 光谱要花费 16 年时间？答案是：这不仅仅因为电子在研究中是非常新颖奇异的客体，而且因为没有任何其他现象能对这一研究作定性的指导。此外，次级效应会使初始的 β 谱的性质变得模糊不清。

在转入正题之前，我需要简短地讨论一下与主题相关但又比较简单的一个问题。正像我们在第 3 章里所看到的那样，居里夫人在 1898 年已经发现了放射现象具有原子特性，应用到 β 衰变中就意味着：在给定的 β 放射过程中能产生一定数量的电子。问题是：到底有多少电子？

已经知道的答案是：一个电子。对这一问题的最早的研究工作始于[1,2,3] 1903～1905 年之间。可是直到莫斯莱(H. G. J. Moseley)加入这项研究工作以后，这一问题才最终得到解决。他的研究计划[4]是确定由已知质量的放射性物质发射的 β 射线所带的电荷数量："知道一个原子发射出来的 β 粒子的平均数量……是很重要的，如果能证明这个平均数是整数，则蜕变过程可能比开始预测的情况简单得多。"莫斯莱描述的结论暗示了次级过程占优势的不确定性："对于 RaB 和 RaC 原子……恐怕只能暂时接受 1.10 个粒子数这个值。当我们对不同的 β 辐射的初始吸收缺乏更多了解时，我们暂时不用对上述不是整数的结果作出解释。"莫斯莱的这个非常接近于 1 的数值，对 1913 年建立的辐射位移定律是一个重要贡献。根据这一定律可知，在基本的 β 衰变过程中会释放出一个电子。直到 1925 年，这一问题的实验研究仍在进行。[5] 最后需要指出的是：1926 年，东京的一个日本研究小组，第一次使用云室作为计数器来计算每次 β 蜕变中所释放的电子数量。[6]

145

(b) α 衰变和 β 射线单色的猜想

布喇格(Sir W. H. Bragg)爵士是一位较晚进入 β 衰变研究的推进者。他是在英国剑桥大学接受教育的。一天早上，当这个聪明的

年青人在国王广场散步时,遇到了他的老师兼网球搭档J.J.汤姆逊,两人边走边谈,不知不觉说到了当时已有名望的应用数学家兰姆(H. Lamb)。为了回到英格兰,兰姆辞去了阿德莱德大学的首席数学和物理教授职务。汤姆逊建议布喇格申请这一空缺下来的职位,布喇格照办了。几天后在伦敦他拜见了兰姆及南澳大利亚总代理。就在当晚,他得知那个职位已经属于他了。一个月之后,这名24岁的教授便启航去了澳大利亚,而当时他还没有发表为他带来名望的著作。[7]

在40岁以前,布喇格主要致力于教学、澳大利亚科学促进会的事务以及享受澳大利亚美好的生活(他帮助设计了南澳大利亚的第一个高尔夫球场)。这期间他撰写的为数不多的几篇论文也不特别引人注目。[8] 可是突然间他的生活发生了变化,用布喇格自己的话说,发生了以下事件[7]:"我在阿德莱德大学工作了17年,从来没有想到要去作一些研究工作,但转变出现了。1904年1月在新西兰的达尼丁,我准备为澳大利亚科学促进会的A部门作一个就任会长的就职演讲。我想如果能对最近发现的电子和放射性现象作一次报告的话,那么我的演讲会更吸引人。在阅读有关这些课题的论文时,我偶然看见了居里夫妇提出的几个结论。我认为这些结论似乎只能有一个解释,而当时还没有人对此作出任何猜测。我们知道,当铀原子分裂成大小两部分时,小的那一部分……被逐入周围的空气中……居里夫妇描述的实验表明:所有发射出去的α粒子都通过大致相同的距离,这一点使我很感兴趣。所有普通的射线都是随着距离而逐渐消失的,而α粒子看起来就像射入木块的子弹。如果这些都成立的话,那么α粒子在空气中通过的必是一条直线,就像子弹射入木块一样。这样,α粒子在行进中肯定要碰到成千上万的空气原子。它是怎样穿过的呢?……这个问题只能有一个答案,粒子必须穿过它所146碰到的空气原子。必定有这样一个时刻:在α粒子与空气原子相遇时,**α粒子和空气原子占据同一空间位置**,这虽然与我掌握的所有知识相矛盾,然而看起来却是正确的……在我从达尼丁回到阿德莱德

后，我用一些基金购买了一点镭，然后开始做试验。一切进行得非常顺利。”

布喇格的试验[9]使用的是从一薄层镭盐①发射出来的一束α射线。他与助手克利曼(R. D. Kleeman)一起做这个实验。他们用适当的铅片把这些射线弄成很细的一束，然后使这一细束射线通过一个浅的电离容器。改变电离容器与发射源之间的距离，α粒子在空气中的射程就可以通过电离容器停止记录时它与发射源的距离来确定。(α粒子在其他气体中的射程也可以用同样的方法确定[11])。1905年，他们把自己的发现总结如下[12]:“在给定的介质中，每一种α粒子的射程……是一定的，它取决于粒子的初始速度和介质的性质。此外，我们可以把处于放射平衡的镭所发射的α粒子分成四组，每一组均由前四个②放射性变化中的一个产生(正是这一变化才发射α粒子)，任何一组的α粒子都具有相同的射程和相同的初始速度。”

这一简单而又基本的特性成为检测新的α粒子发射体的有效方法:如果探测到一个新的α粒子的射程，那么就说明发现了一种新的α粒子发射体。例如:1907年，美国第一个放射化学的权威、耶鲁大学的博特伍德(B. B. Boltwood)就用这种方法发现了一种新的放射性物质锾(Th^{230})。[13]

我们目前没有必要去详细讨论在α粒子射程实验分析中的各种改进方案。[14]他们得到的结论在本质上是正确的，其要点由索迪于1905年描述[15]如下:“根据道尔顿理论(Daltonian conception)，同一元素的原子是完全一样的，利用这一结论，那么即使是蜕变时发射出来的粒子的速度也应该完全一样。这可能是道尔顿理论提出以后所面临的最严格的实验验证。很难想像，由众所周知的如此复杂的重

① 布喇格认为，“放射源不能厚到它自己发射的粒子都无法穿过的程度，这样α粒子就无法进人放射源外的空气中了，这样的厚度为0.002cm。”[10]

② 1904年得知，如果将发射α粒子的镭(Ra^{226})洗去杂质，那么在几天之内，它将与其他三个α粒子发射体接近平衡。这三个发射体是镭射气(Rn^{222})、镭A(Po^{218})和镭C(Bi^{214})。

原子组成的任意两个系统，在蜕变时产生的碎片具有完全一样的速度。这几乎是不可能的。”

我们应当记住在布喇格做这些实验的时候，还没有人观察到 α 粒子的散射现象。实际上对布喇格来说，他的实验结果证实了他在实验以前就已经持有的观点[16]：“α 辐射绝对是直线进行……就像在 β 辐射情况下一样，没有散射的 α 粒子。”α 散射的发现可溯源到1906年，当时卢瑟福观察到：“α 粒子穿过物质时，存在一种勿庸质疑的轻微的散射或折射现象。”[17]此后，人们逐渐明白，布喇格的正确结论依赖于适当的环境，即 α 散射在很好的近似程度上可以忽略不计。

147

1904年，布喇格已经知道由于电离 α 粒子的能量将会损失，但他还没有注意到这样的事实：具有初始能量的带电粒子通过一定距离，其能量损失受统计涨落的作用，因此他们的射程也有一个统计的涨落。这种效应就是众所周知的离散，但这个概念直到1912年才建立起来[18]。现在回到我们的主题 β 射线上来，这里将1928年有关离散概念的评述摘录下来：“在 α 射线离散很小且需要精密仪器才能检测时，对 α 射线进行研究时不考虑离散是可行的，但是对于 β 射线情形则完全不同……由于完全忽视这种较大的离散，β 射线的研究为此受到阻碍，这是因为离散对 β 射线的整体行为非常重要。”[19]

1906年，当哈恩(O. Hahn)和迈特勒(L. Meitner)开始对初始 β 光谱进行研究时时，并没有想到他们所希望解决的问题如此复杂。他们想到的研究题目在当时是极其敏感的：假如 α 射线具有同一的速度是正确的，那么，纯 β 辐体发射的电子也应该有相同的速度。如何来验证这一推断呢？

他们已经充分意识到不能简单地采用布喇格一克利曼研究 α 射线的方法来研究 β 射线。因为，与前者不同，电子在气体介质中不具有明显的射程。1904年，布喇格写道：“假如……一束电子发射后进入空气，其中一些将不与空气分子中的电子发生强烈碰撞，因此可以飞行很远的距离；另一些则很快从初始的运动方向上发生偏转。整

个效应与边界不固定的一股气流相似,随着运动的进行速度逐渐减弱,且被一层雾状的离散电子包围。在距发射源一定的距离时,所有的确定性都丧失了,气流的力也消耗殆尽。”[20]

这样,哈恩和迈特勒不得不寻求另外的准则来检验他们的猜测。他们相信单能量电子被金属箔吸收的定律可以完成这一检验。为了追踪他们的思路,我们得离开一下主题,先考察1907年有关电子在穿过物质时的行程方面的知识。

在回顾之前,让我们最后再谈一谈布喇格。他由于从事α粒子射程的研究工作而开始成为一位科学名人。他于1907年人选皇家学会(其后成为该会的主席),第二年,被任命为利兹大学的卡文迪什物理教授,在这里他进行了最著名的X射线晶体学研究,为此,他与他的儿子分享了1915年诺贝尔奖。 148

(c)电子穿过物质的行程:1907年的情况

“尽管对于粒子辐射与物质间的相互作用早已在‘原子’现象中作过许多研究,而且理论也早在1912年以前就相当成熟,测量也相当可靠,但仍然没有足够精确的理论和足够精密的实验,使研究人员将这些结果推广到一般情形中去,而在这些一般情形中,这些相互作用也许会掩盖其他或可能存在的更加有趣的效应。”上述评论就是1951年的情形,[21]β光谱的形状就是这个“可能存在的更加有趣的效应”的一个突出例子。但由于对电子穿过物质的行程还没有完全掌握,直到20世纪30年代人们还没有很好地理解它(哪怕仅仅只是部分地理解)。

正因为如此,1907年有关电子束穿过物质时发生的转变的实验和理论知识,尚处于萌芽阶段,并未给人带来很大的惊奇。20世纪的最初十年,对这个问题有了良好的历史记录,并且在其后的50年内,对于为解决这一问题而作的巨大努力也有了专门评论。[22]在讨论这一非常有趣的主题时,偏离原题的最大目的是使人们明白第一次

冲击β光谱的研究是如何进行的。

首先做一简要回顾。在典型的β射线能量中，最重要的电子偏转机制是原子核的库仑散射。1906 年的物理学家并不知道这些，那时还没有发现原子核。他们知道的是，这些电离能是能量损失的主要原因，但却没有令人满意的理论描述这一过程。对有关电子的次级现象有一些初步零星的研究。例如，J. J. 汤姆逊[23]和卢瑟福[24]对α粒子通过物质时引起的δ射线(撞出的电子)首次进行了观察。对于在固体中电子的吸收特性也有过一些研究，这正是我们关心的主题。大约到了 1907 年，人们广泛认为电子吸收是由“突然死亡”机制引起的。

新世纪的实验结果，使得电子强度与吸收体厚度成指数函数关系的观点，逐渐得到了支持。吉森的施米特(H. W. Schmidt)进行的一系列实验，进一步证实了这种指数关系。施米特研究了由 RaB 149 (Pb^{214})和 RaC(Bi^{214})产生的β辐射在厚度为 0～4mm 的铝箔中的吸收情况。他声称他的实验数据与吸收曲线符合得很好，这一曲线是 3 条 RaB 的和 2 条 RaC 的指数曲线的叠加。1906 年，他将实验结果总结如下:“我们已经看到，镭产生的β射线通过一定厚度物质时按纯指数规律被吸收。这是否意味着在所有的β射线中，存在某种具有一定的吸收系数的(射线)组? 的确，我们是否可以更进一步将各自具有一定的吸收系数的几组β射线，解释为β射线的总体作用?”[25]因此，施米特提出当一束单色的电子通过厚度 d 时强度 I 的统计表达式:

$$I(d)=I(0)e^{-\nu d} \tag{8.1}$$

上式中的“吸收系数”ν 的值取决于吸收材料的特性(但不是 d)，而且一般来说，能量不同，ν 值不同。针对以上指数行为的意义，他做了如下的评论:“因为 ν 的取值不依赖于所用的箔片厚度，……人们不得不假定，在一定的误差范围内，(电子的)贯穿能量和它们的速度并不受它们已穿过的物质厚度的影响。β粒子穿过物质而不改变速度，这似乎是不可能的。特别是，当射线产生电离能而不损失速度，

这几乎无法解释。不过,人们可以假定(一点也不勉强),相同的(吸收物质)厚度,总是使相同百分比的有效粒子停止前进,但其他粒子却同时以不变的速度继续前进。"[25]

为了表述这种突然的死亡机制,施米特提出了如下的解释:电子的行为就像一些小子弹通过一个刚性、宽网格的屏一样,碰到网格的"就从束中消失",其他的以不变的速度继续前进,其结果是与靶子的厚度呈指数下降关系。

1906 至 1907 年,方程(8.1)得到了广泛的承认。1908 年索迪在评论吸收问题时指出,这样的观点"在这一年里,已经得到了承认"。[26]正如将在节(e)中所述的那样,到了 1909 年,事情发生了戏剧性的变化。但我们必须首先看一看,当哈恩和迈特勒把不正确的假设(8.1)应用于纯β辐射源激发单能电子这一不正确猜想时的情形。

至于施米特,他于 1907 年去了曼彻斯特,与卢瑟福一道工作,卢瑟福很支持他的想法。[27]他正在成为德国在β射线方面的权威之一,可惜他英年早逝,38 岁就去世了。

(d)第一次攻击:β射线的吸收

哈恩与爱因斯坦几乎是同龄人,仅大 5 天。他的第一篇重要论文,[28]即在英国皇家学会宣布发现了一种新辐射元素钍(Th^{228}),只比 150 爱因斯坦完成的第一篇重要论文(即关于光量子的那篇)早一天。

哈恩在马尔堡大学学习有机化学。1901 年获得博士学位之后,志愿报名参加了在他的家乡法兰克福的第 81 步兵团,期限一年。退役之后,他在马尔堡大学有机化学实验室作了两年助手。但他无意在科学领域发展,而打算进入工业界。为达到这一目的掌握英语是十分必要的。因此在父母的资助下,他于 1904 年启程前往伦敦。在那里他有一段时间在由拉姆西主持的大学学院(University College)的化学研究所工作。当拉姆西问他是否愿意研究镭时,哈恩回答说他对镭一无所知。不过他还是开始了放射化学的研究。接下来,他

发现了放射性钍,一开始这个发现受到人们怀疑。一位专家指出,哈恩的新元素可能是“ThX(Ra^{224})和愚蠢的化合物”。[29]但哈恩坚持己见,后来证明他是正确的。这一发现结束了他对实业界地位的渴望,并成为他放射化学领域辉煌生涯的开端。[30,31,32]当然,这也得益于他后来在蒙特利尔与卢瑟福的共同工作。1906年秋天,哈恩离开加拿大前往柏林,并在费舍的化学研究室得到了一个低级职位。

在柏林,开始他感觉有些孤独。在写给卢瑟福的信中说:“我们国家从事放射化学工作的人是如此之少,以至于我连最简单的事实都得解释,……如果听到有关镭的消息,他们总是持怀疑态度。”[33]卢瑟福在回信中鼓励道:“我很高兴你能把事情安排得有条有理。我相信你能够说服那些‘博学的人’,我们表面上疯狂,但确实有道理。”[34]一个星期之后,哈恩向卢瑟福提到了“维也纳的一位年轻女士”所做的有关放射性的工作。[35]1907年初,情况好转起来:“在德国放射性渐渐受到了重视……”[36]那年年底,哈恩写信提到一位年轻的女士从维也纳到了他那里:“迈特勒女士在柏林与普朗克进行过理论上的研究,她每天来我这儿两个小时。”[37]他们于1907年10月开始合作,这一科学上的紧密合作持续了30年。

迈特勒在维也纳出生并长大,她在蒂肯斯特拉斯(Turkenstrasse)的古老的物理实验室学习物理,这是一所联系着洛喜密特、斯蒂藩(J. Stefan)和玻尔兹曼等名字的学校。一开始她的主要兴趣在理论上。她受玻尔兹曼的影响很深,并常常回忆他是如何向听众们展示理论物理之美的。[38]玻尔兹曼的助手迈耶尔(S. Meyer)建议她从事放射性方面的工作。她在维也纳从事有关这个课题的首次研究(并引起了哈恩的注意),研究涉及α和β射线在金属箔中的吸收现象。[39]但那时,理论仍是她的主要兴趣所在。玻尔兹曼在1906年9月的自杀改变了她的一生。玻尔兹曼死后,普朗克因受邀成为他的继任者来到了维也纳,这期间迈特勒与普朗克进行了短暂的会面。这次会面促使她下决心去柏林在普朗克手下学习一段时间。[40]

151

于是这一章的两个重要人物哈恩和迈特勒走到了一起。他们的

主要活动场所是费舍的研究所主楼的一间木工房,即哈恩研究放射性的地方。(按照当时的规定,迈特勒不允许到楼上男学生的实验室)①。他们的计划是想知道布喇格和克利曼有关 α 射线研究的结果能否在 β 射线中出现。"我们深信每一种放射 β 射线的元素只能放射同一速率的 β 射线,这一点可以在最后的分析中与 α 射线比较而得到。我(即哈恩)在蒙特利尔曾跟卢瑟福学习过 α 射线……1904年,W. H. 布喇格和克利曼在《哲学杂志》上发表的一篇优秀论文证明,放射性元素发射的 α 射线的射程与特定的元素有关,……迈特勒和我都认为,这些有关 α 射线的研究结果可能对 β 射线也适用。"[41]

哈恩和迈特勒从施米特的研究中得到了最初的线索,并由此作出一个工作假说(working hypothesis):单能量电子的吸收满足公式(8.1)。他们知道 W. H. 布喇格反对这样一个简单的想法。[42]但是他们坚持认为,布喇格用的放射源很可能是过于复杂的混合物,因此无法解决他们的研究课题。于是他们开始了一系列的吸收实验。在第一篇联名发表的论文中,他们指出钍发出的放射线对于单一的分离的初始能量,似乎具有指数行为的特征(他们确信这一点):"从我们得到的结论中可以推测出纯 β 射线辐射体只放射出一种 β 射线(即一种速度),类似于 α 射线所发生的情况。这种推测所出现的偏差(对新钍肯定会出现),可以用钍 2 的复杂性来解释。"[43]接下来他们又指出:"我们早期提出的假设,即纯(放射性)物质辐射出唯一的 β 射线,以及它们在铝中的吸收遵循一个指数法则,被证明是有效的工作假说。将这一假说用于钔元素同样正确。"[44]不过,从镭开始,事情复杂起来了(这是 1909 年 9 月的事):"根据我们的假设,复杂(即非单一速度)射线对应于复杂的物质,……所以人们必须对复杂的镭性质进行研究。"[45]

几乎在同时,他们的指数定律开始崩溃了。

---

① 1909 年,德国允许妇女进入大学,于是这条禁令被取消。[40]

152 (e)“一个革命性的结论”

前面提及的索迪认为电子指数定律正获得支持的想法,可以在1907 年他的放射性研究进展的报告中找到[26]。在他发表下一个关于1908～1909 年的进展的评论时,对上述想法就不那么乐观了。“尽管已经做了很多研究,对β射线在穿过物体时被‘吸收’的确切含义仍有高度争议,……相对来说很薄的屏障——0.01cm 的铝,或0.002cm的金——电子可以散射到各个方向,……这种过分的散射是许多困难中的一个,这使得想建立任何精确的β射线吸收理论都十分困难。”[46]来自曼彻斯特的威尔逊(W. Wilson)得到的结果让他改变了想法[47]。W.威尔逊曾在卢瑟福身边研究吸收问题。的确,威尔逊的主要结论(1909 年 6 月)推翻了此前所有关于这一问题的观点:一束单能量的电子束并不遵循指数吸收规律。

W.威尔逊的文章开头的几句话很有纪念意义:“现在从事的工作主要是建立(如果可能的话)吸收与β射线速度之间的关系。到目前为止,还没有完成有关这个课题的任何具体的实验……”事实上指数定律(8.1)在很大程度上只是猜测。

现在看来很经典的 W.威尔逊的方法,在任何一本有关β射线光谱学的教科书中都有描述。[48]β粒子经过狭缝进入到一个与其运动方向垂直的均匀磁场后,射线就偏转为圆形轨道。在转过半个圆以后,它们打在另一个有缝的屏上。能通过裂缝的射线有(大致)相同的速度。它们的吸收程度通过覆盖在裂缝上的不同厚度的金属箔来测定,射线穿过金属箔所引起的电离电流由验电器来测量,通过调节磁场可依次选择各种不同速率的电子束(每束速率相同)。

对于每组速度在 $2.1\sim2.9\times10^{10}$ cm/s 之间的电子束来说,W.威尔逊发现吸收率与厚度的变化不呈指数关系,而是近似线性。[49]第二年,即 1910 年,人们发现这种线性行为只在很小的范围内有效。W.威尔逊于 1909 年首次提出的一个一般性结论逐渐被接受了:当β射线穿越物质时它们并不会“突然死亡”,而是以一种渐渐的和复

杂的方式失去速度。

我们没有必要进一步讨论电子穿越物质整个过程中的细节，而应该回到我们的主题上来，即初始 β 光谱，而且还要看一看当人们意识到下述策略必须被抛弃之后的情况。这一策略是：指数吸收→单色谱（见节(d)）。

W. 威尔逊本人首先强调修正的必要性。他于 1909 年发表的论文有这样一个小标题："对由不同观察者发现的放射性射线指数吸收定律的解释"。他接受了早期的实验结果，但从中得到一个不同的结论："……应该设法解释为什么不同的观察者都发现……β 射线穿越不同厚度物质时其吸收遵循指数定律。**而单一射线并不依照指数定律的事实，暗示着这些放射性物质中发射的射线是不同的。**"[47] 153

索迪称我用黑体字标出的内容为"革命性的结论"，还说为了把这些结果做得更准确，需要进一步的实验。[46] 人们可能会奇怪：为什么 W. 威尔逊没有继续证明初始 β 光谱是连续的（在节(h)我会评论这个问题）。他之所以没有走这一步，可能是因为他过分执着于吸收问题的研究。

当卢瑟福于 1909 年 10 月写信给哈恩时，他一定注意到了这些进展，因为他写道："**不要使自己拘束于每一条谱线对应一个确定的产物的想法**……"[50]（黑体字是卢瑟福加的。）可是哈恩的回信却表明他不会动摇："在某些情况下似乎存在其他的同一类型的极软的 β 射线。但迈特勒小姐和我用验电器无法探测到。因此我们有理由相信我们将证明放射性元素释放出单一及确定类型的 β 射线，而且极可能对单一的产物仅有一种 β 射线。"[51]

哈恩写信的日期是 1910 年 5 月 13 日。当然，这时他很清楚地知道原来的哈恩一迈特勒的工作假说（单一速率的纯指数吸收定律）是不正确的。但他却以新的信心写下了上面的话，这是因为他和来自柏林大学物理研究所的朋友冯·拜尔（O. von Baeyer）已经合作完成了第一篇论文，提出了研究 β 谱线的替代方法，用此方法似乎可以证实单一初始 β 射线能量这一早期推测。

(f)第二次攻击:磁分离和照相测定法

冯·拜尔和哈恩于1910年5月提交的论文[52]的开头,提到过一个问题,阅读过节(4f)的有心读者也许会记得这个问题。几年前,考夫曼为了证实电子的能量和速率的关系,做了一个从镭源发射β射线的实验,他发现这些射线有一个很宽的速度谱。在这一发现之后,人们怎么还能坚持认为β射线是分立的呢?哈恩和冯·拜尔相信,考夫曼的实验除了证明一个纯β发射体的初始光谱之外,什么也证明不了。因为首先考夫曼的放射源实际上是由几种平衡状态的β放射性元素组成;其次"在β射线穿越物质时会激发出强烈的次级辐射154……而我们对这些次级射线的速率几乎一无所知"。这些都是实情,但并不是全部。

哈恩和冯·拜尔遵循上述W.威尔逊方法,用纯β发射体和磁场将不同的速率分开。但他们采用的探测方法不同:所有不同速率的电子所经过的半圆形轨迹(每一不同速率有不同的轨迹)可以在照相底片上记录下来。将底片冲洗出来即可得到初始速率谱的记录。他们的结论是:"目前的研究显示,在放射性物质的衰变过程中,不仅α射线,而且β射线离开放射性原子的速率都与特定的样品有关。这给了哈恩和迈特勒的假说以新的支持……"

这样有关纯β发射体激发单色电子的猜测,在1910年依然很流行。1911年4月这种猜测才终于消失。当时哈恩、冯·拜尔与迈特勒一起发表了前一篇论文的续篇[53]。他们的方法同以前一样。但这一次,他们不得不承认纯物质的**有效**β光谱是**不均匀**的。然而,他们仍坚持这种显著的不均匀性是初始单色β辐射的次级变态:"这些快速β射线不均匀性产生的原因可能是,从放射性物质中放发出的射线一开始就有不同的速率,……找出使均匀射线变成不均匀射线的次级原因似乎更合情理,……以前哈恩和迈特勒对于吸收的指数定律的看法与其他一些研究者的意见是明显相反的,指数定律不能成

为判断射线均匀性的标准。"

哈恩和迈特勒的坚持己见令人印象深刻,但他们也坦率地承认了早期的错误。在阅读哈恩的科学自传时这种坦率同样打动了我:"我们早期的观点现在毫无挽救的余地了,根据每一条 β 射线分辨出不同的物质是不可能的。我们最初对于指数吸收的解释之所以错误,是因为我们设想我们实际上已经把吸收测出来了。但我们所探测到的主要是散射,而且从放射源到验电器底部的距离越长,我们获得的结果中的散射就越严重。当距离增加时,弱 β 射线散射就更趋严重,以致无法在底片上形成影像,而且我们降低了最快的 β 射线的速率,因此非均匀 β 射线的平均速率在很短的一段时间里就会基本保持不变……尽管我们有关'吸收定律'的看法是错误的,但其间所做的工作却显著地改进了我们的实验技术。我们学会了如何在薄层中产生不同的物质,以及如何处理它们,特别是半衰期很短的那些物质。"[54]

到 1911 年,已逐渐认清了 β 光谱的情形是非常复杂的。这一年的 5 月,卢瑟福写信给博特伍德:"你会看到哈恩正在发现 β 射线问题比当初想像的要复杂得多。盖革和科瓦尼克(A. F. Kovarik)从另一方面研究了这个问题,并发现当 β 射线有某种秩序时,总会有一些值得注意的例外。整个问题十分特别……"[55] 的确,在卢瑟福准备出版他的论放射性一书的新版本时,在对 β 光谱作简要综述时遇到了困难。1911 年 10 月他写信给哈恩:"我现在正打算为我的新版书写一个有关 β 射线的专题,我发现这是书中最困难的部分,因为它需要经过很大程度的压缩才能达到合理的篇幅。"[57]

155

(g)核光谱学诞生之前的情形

在看到 β 光谱为单色的假设是错误时,读者可能会以为接下去是发现连续 β 光谱。但亲爱的读者,实际上不是这样,而且远不是这样。我们首先应该注意在 1912～1913 年间有几个实验结果显示,β

光谱似乎并非是一条分立的谱线，而是由许多分立的谱线组成。

最早有关线光谱的暗示，出现在冯·拜尔和哈恩1910年发表的论文中："在所有测试中都可以观察到一个清楚的不连续谱。"[52]随后的几年里，仍然有几个实验室用磁分离照相探测法继续研究β光谱。所有研究小组都宣布发现了复杂的分立谱线。冯·拜尔、哈恩和迈特勒拓展了他们早期的研究。[58,59]达内什(J. Danysz)在巴黎也做出了重要贡献。[60]卢瑟福也同样在研究这个问题。卢瑟福和罗宾逊(H. R. Robinson)一起研究了RaB和RaC的光谱，发现RaB有16条谱线，RaC有48条谱线，这些谱线按强度可分为7等。[61]但想借助于线光谱整合所有结果仍相当困难。1911年哈恩曾写信给卢瑟福："RaE是最糟糕的一个。我们只得到一个相当宽的谱带。我们曾以为它和其他谱带一样窄，但情形并非如此。看起来好像次级或类似效应对RaE这样一类具有中等速率的射线有重大影响。"[62]几个月后哈恩再次写道："软射线引起的麻烦相当大，我们不能肯定能否克服这些困难以得到好的谱线。"[63]在对这个问题的一般性讨论中，卢瑟福指出有时可以观察到连续谱带。于是，他试探性地作出结论："在观察铀X(Th^{234})和镭E(Bi^{210})时得到的连续β射线谱，可以用许多谱线来解释。"[64]这一结论被收入到当时的普通物理教科书中，把β射线描述为分立的谱线，并配上了分立谱线的精致插图。[65]

这些不连续的光谱与现实世界真有什么关系吗？为了回答这个问题，有必要中断对光谱研究历史的叙述。的确，人们经常把分立谱线附加在基本连续β光谱上。用通用的术语来说，这是因为一个原子核的β衰变可能引起另一个原子核到达基态，或使这些原子核到达众多激发态中的一个。举两个例子：(1)在镭E的β衰变中：$Bi^{210} \to Po^{210}$，几乎100%的衰变都直接到达Po的基态；(2)在镭A中：$Pb^{214} \to Bi^{214}$，只有6%的β衰变转变到Bi的基态。[66]

156

从核激发态到相应核基态的跃迁是出现分立电子的能量的重要来源。两个主要机制是[67]：(1)内部电子转变。激发态→基态＋光子的跃迁；接着是，光子＋束缚在同一原子中的电子→有一分立能量的

自由电子，其能量等于光子能量加上抛出电子的(负)结合能；(2)俄歇(Auger)电子。由内转变产生的空的电子能级被更高能级的电子重新占据。由此释放的分立能量被转移到更外层的另一个电子上，于是在无辐射跃迁中趋向连续光谱。①

在这里没有必要讨论激发分立电子能量的其他不太重要的原因。仅只最终的线光谱就已经相当复杂了，这些分立的谱线为核能级的存在提供了最有价值的信息。

现在让我们回到原来的历史中来。当哈恩、迈特勒、冯·拜尔、达什内、卢瑟福和其他人发现分立谱线的第一个证据时，人们对上述的机制一无所知。现在已清楚"……公开发表的无数错误的蜕变图例，是人们用摄谱仪以图片形式记录得到的结果"。[68]于是发生了这样的事情：在寻找基本 β 光谱时，上面提到的几位物理学家们无意中成了核光谱学的先驱！

分立电子能量光谱的产生原因，直到 1920 年才弄清。那么在 1912 年前后人们对它的看法又是怎样的呢？

那一年的 10 月，即在发现原子核之后，卢瑟福的新版书[56]正准备出版。1913 年此书问世。书中卢瑟福阐述了他认为辐射不稳定性的两个显著原因"……是中心质量不稳定性②和电荷分布的不稳定性。前一种不稳定性导致 α 粒子的发射，而后者则激发出 β 和 γ 射线。绕核作圆周运动的电子，其部分过剩的能量以高速 β 粒子和 γ 射线的方式释放。两种能量形式的分配取决于一些目前未知的因素。"[69]

还应注意的是，在 1912 年，卢瑟福仍然认为初始 β 光谱事实上可能是单色的[70]：电子把一部分能量 E_0 转变为分立的 γ 射线能量，他猜测这部分能量分为 E_1 和 E_2 两部分。接着他假设，观察到的 β 光谱不是发生在单原子中的现象，而是由大量原子引起的统计效应。 157

① 这两种产生分立电子谱线的机制的相对重要性，取决于核素(A,Z)。

② 即原子核这时已被发现，参见下一章的内容。

他认为统计效应起因于概率，是当具有原始能量 E_0 的电子在通过很多原子时，部分能量转化为 E_1 的 $p\gamma$-射线和 E_2 的 $q\gamma$-射线。这样他得到一个有效的电子光谱，由一组各自能量为 $E_0-(pE_1+qE_2)$的线组成，p,q 为整数，他还找到了与观察到的线状光谱吻合的 E_0，E_1，E_2，这些数字与特定的放射性物质的特征有关。对于 RaE 的看法是：“在 γ 射线很弱的地方，β 射线似乎是从原子表面发出的，因而不能穿越 γ 射线可以穿越的那些区域。”

“诸如此类的错综复杂的推测，部分地解释了为什么这些优秀的物理学家在用照相探测法研究 β 光谱时，完全忽略了 β 光谱的连续性。1912 年左右，认为分立光谱可能是由单一能级的初始能量引起的这一明显偏见，仍然有巨大优势。这就妨碍研究者仔细观察这些线与线之间是否还存在什么别的情形。但是，一个更客观且重要的因素是，那时尚不知道黑白照相底片变黑的程度和辐射密度之间的关系。黑白照片底片变黑的程度依赖辐射的能量和强度、曝光时间和显影过程的许多细节。[71]我们记得像柯达实验室这样的地方直到 20 世纪 20 年代早期，才开始对这个问题做系统的研究。特别是直到 20 年代中期才把照相底片作为测量原子光谱线强度的一种工具，而这在很大程度上应归功于乌特勒支(Utrecht)学派所作的研究。[72]由此，在 1910 至 1913 年间，照相底片仍然是强度测量的一个极其初始的工具。

就像我们在下一部分将看到的那样，1914 年 4 月查德威克撰文宣称观察到了第一个连续谱，这是他在放弃了照相探测方法之后发现的。我在以后的文献中几乎没有找到有关用照相方法观察连续谱失败的评论。1914 年末，索迪写道：“相对于连续谱而言，照相底片可能夸大了谱线的相对重要性。”[73]在由卢瑟福、查德威克和埃利斯编写的一本著名教科书(1930 年出版)中，有关这一问题的唯一评论为：“查德威克认为，这些一组组的谱线之所以突出，主要是由于眼睛很容易忽略了底板上的背景颜色。”[74]

158

实际上，查德威克用计数器探测法不仅发现了连续光谱，而且

(在同一论文中)还找出了照相探测法产生假谱线的原因。

若不提哈恩和迈特勒的成就,而只说他们的尝试和错误是不合适的。他们共同发现了所谓的 $C''\beta$ 发射体:即锕 $C''(Tl^{207})$,钍 $C''(Tl^{208})$,镭 $C''(Tl^{210})$[75],以及长寿命的镤(Pa^{231})的同位素。哈恩发现了新钍 1 和 2(即 Ra^{228} 和 Ac^{228}),第一个探测到散射变换中存在着反冲,还发现了原子核的同质异能性。迈特勒小姐非凡的事业由于她身为女人和犹太人,肯定遇到了非同一般的困难。她生活和工作中最精彩的一段由她的外甥记录了下来。[40]① 她的外甥弗里希(O. R. Frisch)后来成为了我的朋友。她还有许多论文都与 β 射线和 γ 射线光谱有关。她是最早以实验来证明克莱因—仁科公式的几个人之一。[76]

1938 年,在持续 30 年的合作之后,哈恩和迈特勒以一篇超铀元素的论文,结束了他们的合作,该论文的另一参与人是斯特拉斯曼(F. Strassman)。之后,希特勒和他的同党们上台了。不久,哈恩和斯特拉斯曼与迈特勒和弗里希分别作出了他们最杰出的工作。在柏林,哈恩和斯特拉斯曼提出了无可辩驳的证据,证实当中子轰击铀时,会形成钡和镧这一类元素。在斯德哥尔摩的迈特勒和哥本哈根的弗里希,通过电话相互讨论,最终联合发表了一篇论文,②解释了哈恩和斯特拉斯曼发现的核裂变的一些结果。核裂变这个词正是他们创造的。最后还要指出的一点是,哈恩和迈特勒在第二次世界大战期间均未参加核武器制造之类的项目。

(h)第三次攻击:磁分离和计数器探测法

查德威克(后来成为爵士)在曼彻斯特学习。“尽管按照卢瑟福的个性他很少给物理系学生讲课,而更爱给难以驾驭的工程系的学

---

① 还可参见参考文献 38。

② 为了全面而详细地了解核裂变的发现过程,可参阅参考文献 77。

生们上课,但查德威克决定研究物理学,在很大程度上还是受老师卢瑟福的影响。"①1913年查德威克荣获"1851年博览会高级研究学者"称号。按条款规定,他必须到曼彻斯特以外的地方工作。他选择了柏林,与盖革一起在帝国物理技术研究所工作。

在查德威克寄给卢瑟福的一封信中,我们得到了第一个暗示:粒子物理学的历史将要面临一个转折点。那封日期为1914年1月14日的信中有这样几行:"我们(盖革和查德威克)希望通过计数的方法,研究镭RaB+C的各谱线的β粒子中运动最快的一群粒子的散射情况。**我可以很快并很容易地得到照片,但是通过计数器我连一根谱线的影子都找不到,这里面可能存在一些愚蠢的错误。**"[79]

159

上面用黑体表示的那两行话有两个关键之处:首先,查德威克可能像其他人一样用照相探测法获得了谱线;其次,他没有犯任何愚蠢的错误,而是发现了那些谱线的相对重要性被大大地夸大了。1914年4月查德威克在一篇论文中[80]给出了详细的描述。

在论文的开头,我们第一次发现了对于在照相底片上看到的β射线谱线强度的意义的担忧:"由于……不知道不同速度的β射线的成像行为,因此不能以这种方法得到各个射线群强度的可靠信息,也很难确定连续谱是否叠加在线光谱上。"查德威克接着描述了另一种探测方法。和前面描述过的W.威尔逊试验一样,[47]速度一定的电子被偏转180°,然后通过一条狭缝。电子的强度由放电来测量,而放电的电势则由金属盘和一根很光洁的尖针之间的电势来维持。② 通过调整磁场强度可以选择不同速度的电子。电子发射源是镭B(Pb^{214})和镭C(Bi^{214})的混合物,得到的结果是:在低能部分,连续光谱上叠加了4条(而且只有4条)谱线。这些谱线的位置与其他人在以前的实验中发现的那些明亮的谱线非常一致。另外,他做的一些

---

① 有关查德威克的详细经历,可参阅参考文献78。

② 也可以用一个形状合适的小电离器来测定。如果威尔逊只是遗漏了所有经过狭缝吸收的金属箔,他本可以完成相同的实验[47]。

实验使他确信:次级散射效应并不是形成连续能量分布的原因。将这些发现与卢瑟福和罗宾逊[61]早期对同一放射源的研究结论相比较:分立谱线超过 60 条,没有连续谱线!

在同一篇论文中,查德威克还对虚假谱线的产生做了说明:“这种方法(与照相方法)的不同之处可用下述情况来解释:照相底片对放射线强度的细小变化极其敏感。”例如,他用上面的发射源对一张底片照射 100 分钟,然后把一块带狭缝的铅片放在底片上面,再加照 5 分钟。结果底片的图象变化依赖于底片显影的一些细节:按常规方法显影,底片上产生了一条明显的谱线;如果显影进行得比较慢,而且限制在一个合适的时间内,那么在清晰的背景上可以得到相当黑的谱线。

于是他作出最终结论:RaB 和 RaC 发射的 β 射线由连续光谱组成,还有一条附加的线光谱。除个别情形以外,这些谱线的强度很小。

这是查德威克的第一个主要贡献。从他给卢瑟福的一封信中可以看到接下来发生的情况。“战争开始时,我的 β 射线散射试验正进行了一半……这儿研究放射性的条件还不成熟……”[81]这封信写于 1915 年 9 月 14 日,发信的地址是鲁勒本英国营 10 号营房。查德威克被软禁在斯潘道附近看守严密的赛马场中。然而,在非常简陋的条件下他继续从事着物理学的研究。1917 年 3 月 31 日,他从营房写信给卢瑟福:“我相信在给你写这封信之后不久,我会得到一个小实验室,并被允许在那儿做科研工作,……你会看到我并未对我向往的工作失去热情。”[82] 160

在监禁期间,查德威克可以收到一些类似《自然》这样的杂志。他还被允许与盖革保持一定的联系。弗里希给我讲了下面发生在斯潘道的物理学故事。由查德威克保存的一个重要仪器是本生燃烧器,但因为他没有脚踏风箱(那时的一种常用工具)为燃烧器鼓风,于是他请一位英国军官,同是狱友的埃利斯帮忙。他让埃利斯跪在地板上,用一个管子对着燃烧器吹气。在紧要关头,出于习惯的原因,查德威克将脚放在埃利斯的背上,用力向下踩,同时大声喊道:“吹

呀！ 埃利斯,快吹!”

战争期间查德威克一直被关在集中营里。后面我们还会提到查德威克,那时他已到了卡文迪什。

References

1. E. Dorn, *Phys. Zeitschr.* **4**, 507, 1903.

2. W. Wien, *Phys. Zeitschr.* **4**, 624, 1903.

3. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **10**, 193, 1905.

4. H. G. J. Moseley, *Proc. Roy. Soc. A* **87**, 230, 1912.

5. R. W. Gurney, *Proc. Roy. Soc. A* **109**, 540, 1925.

6. S. Kinoshita, S. Kikuchi, and Y. Hagimoto, *Jap. J. of Phys.* **4**, 49, 1926; S. Kikuchi, ibid., 143.

7. G. M. Caroe, *William Henry Bragg*, Cambridge Univ. Press 1978.

8. Cf. E. N. da C. Andrade, *Obit. notices Fell. Roy. Soc.*, **4**, 277, 1942—4; L. Bragg and G. M. Caroe, *Notes and Rec. Roy. Soc.* **17**, 169, 1962.

9. W. H. Bragg and R. Kleeman, *Phil. Mag.* **8**, 726, 1904.

10. See Ref. 9 and W. H. Bragg, *Phil. Mag.* **11**, 754, 1906.

11. W. H. Bragg, *Phil. Mag.* **11**, 617, 1906.

12. W. H. Bragg and R. Kleeman, *Phil. Mag.* **10**, 318, 1905.

13. B. B. Boltwood, *Am. J. Sci.* **24**, 370, 1907; **25**, 365, 493, 1908.

14. W. H. Bragg, *Phil. Mag.* **10**, 600, 1905.

15. F. Soddy, *Radioactivity and atomic theory*, p. 80, Ed. T. J. Trenn, Wiley, New York 1975.

16. J. Heilbron, *Arch. Hist. Ex. Sci.* **4**, 247, 1967, see esp. p. 255.

17. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **11**, 166, 1906; **12**, 134, 1906.

18. C. G. Darwin, *Phil. Mag.* **23**, 901, 1912.

161

19. P. White and G. Millington, *Proc. Roy. Soc. A* **120**, 701, 1928.

20. W. H. Bragg, *Phil. Mag.* **8**, 719, 1904.

21. J. J. L. Chen and S. D. Warshaw, *Phys. Rev.* **84**, 355, 1951.

22. See e.g. W. T. Scott, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 231, 1963, also for detailed references to the literature.

23. J. J. Thomson, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **13**, 49, 1904.

24. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **10**, 193, 1905.

25. H. W. Schmidt, *Phys. Z.* **7**, 764, 1906; **8**, 361, 1907; *Jahrb. der Rad. u. Elek.* **5**, 451, 1908.

26. Ref. 15, p. 154.

27. A. S. Eve, *Rutherford*, p. 196, Cambridge Univ. Press 1939.

28. O. Hahn, *Proc. Roy. Soc.* *A* **76**, 115, 1905.

29. L. Badash, *Rutherford and Boltwood*, p. 81, Yale Univ. Press, New Haven, Conn. 1969.

30. O. Hahn, *A scientific autobiography*, transl. W. Ley, Scribner, New York 1968.

31. E. H. Berninger, *Otto Hahn*, Rowohlt, Hamburg 1974.

32. R. Spencer, *Biogr. Mem. Fell. Roy. Soc.* **16**, 279, 1970.

33. O. Hahn, letter to E. Rutherford, August 21, 1906, Cambridge University Manuscript Collection, on microfilm at the Niels Bohr Library, American Inst. of Phys., New York.

34. E. Rutherford, letter to O. Hahn, September 25, 1906, see further Ref. 33.

35. O. Hahn, letter to E. Rutherford, October 3, 1906, see further Ref. 33.

36. O. Hahn, letter to E. Rutherford, February 10, 1907, see further Ref. 33.

37. O. Hahn, letter to E. Rutherford, December 15, 1907, see further Ref. 33.

38. B. Karlik, *Almanach der Österreichischen Ak. der Wiss.* **119**, 345, 1969.

39. L. Meitner, *Phys. Zeitschr.* **7**, 588 (1906); **8**, 489, 1907.

40. For more details on Meitner's life and career, see O. R. Frisch, *Biogr. mem. Fell. Roy. Soc.* **16**, 405, 1907.

41. Ref. 30, pp. 54—5.

42. W. H. Bragg, *Trans. Roy. Soc. South Australia* **31**, 79, 1907.

43. O. Hahn and L. Meitner, *Phys. Zeitschr.* **9**, 321, 1908.

44. O. Hahn and L. Meitner, *Phys. Zeitschr.* **9**, 697, 1908.

45. O. Hahn and L. Meitner, *Phys. Zeitschr.* **10**, 741, 1909.

46. Ref. 15, p. 192.

47. W. Wilson, *Proc. Roy. Soc.* *A* **82**, 612, 1909; **84**, 141, 1910.

48. E. g. K. Siegbahn, *Alpha-, beta-and gamma-ray spectroscopy*, p. 87, North Holland, Amsterdam 1965.

49. J. A. Gray and W. Wilson, *Phil. Mag.* **20**, 870, 1910; J. A. Crowther, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 15, 442, 1910.

50. E. Rutherford, letter to O. Hahn, October 24, 1909, see further Ref. 33.

51. O. Hahn, letter to E. Rutherford, May 13, 1910, see further Ref. 33.

52. O von Baeyer and O. Hahn, *Phys. Zeitschr.* 11, 488, 1910.

53. O von Baeyer, O. Hahn, and L. Meitner, *Phys. Zeitschr.* **12**, 273, 1911.

54. Ref. 30, p. 57.

55. Ref. 29, p. 249.

56. E. Rutherford, *Radioactive substances and their radiations*, Cambridge Univ. Press 1913.

57. A. S. Eve, *Rutherford*, p. 207, Cambridge Univ. Press 1939.

58. O. Hahn and L. Meitner, *Phys. Zeitschr.* **12**, 378, 911.

59. O. von Baeyer, O. Hahn, and L. Meitner, *Phys. Zeitschr.* **13**, 264, 1912.

162 60. J. Danysz, *Comptes Rendus* **153**, 339, 1066, 1911; *Le radium* **9**, 1, 1912; *J. de Phys.* 3, 949, 1913.

61. E. Rutherford and H. Robinson, *Phil. Mag.* **26**, 717, 1913.

62. O. Hahn, letter to E. Rutherford, January 11, 1911, see further Ref. 33.

63. O. Hahn, letter to E. Rutherford, May 8, 1911, see further Ref. 33.

64. Ref. 56, p. 256.

65. J. Müller and C. Pouillet, *Lehrbuch der Physik*, 10th Edn, Vol. 4, pp. 1272—4, Vieweg, Braunschweig 1914.

66. See e. g. M. Lederer, J. Hollander, and I. Perlman, *Table of isotopes*, Wiley, New York 1968.

67. Cf. Ref. 48, Chapters 16 and 25.

68. Ref. 48, p. 468.

69. Ref. 56, p. 622.

70. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 6, 453, 1912.

71. L. Silberstein, *Phil. Mag.* 44, 956, 1922; 45, 1062, 1923.

72. Cf. L. S. Ornstein, W. J. H. Moll, and H. C. Burger, *Objektive Spektralphotometrie*, Vieweg, Braunschweig 1932; see also Ref. 48, p. 409.

73. Ref. 15, p. 375; see also p. 376.

74. E. Rutherford, J. Chadwick, and C. D. Ellis, *Radiations from radioactive substances*, p. 399, Cambridge Univ. Press 1930.

75. Ref. 30, p. 57.

76. L. Meitner and H. H. Hupfeld, *Phys. Zeitschr.* 31, 947, 1930; *Naturw.* 18, 534, 1930.

77. H. H. Graetzer and D. L. Anderson, *The discovery of nuclear fission*, Van Nostrand, New York 1971.

78. H. Massey and N. Feather, *Biogr. Mem. Fell. Roy. Soc.* 22, 11, 1976.

79. J. Chadwick, letter to E. Rutherford, January 14, 1914; see further Ref. 33.

80. J. Chadwick, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* 16, 383, 1914.

81. J. Chadwick, letter to E. Rutherford, September 14, 1915; see further Ref. 33.

82. J. Chadwick, letter to E. Rutherford, March 31, 1917; see further Ref. 33.

163

9. 原子结构和光谱线

当所有固化的物体加热到超过一定程度时，不是都放光和发亮吗？这种发光，不都是由它们各部分的振动所引致的吗？

牛顿《光学》，疑问 8

(a)引言

1957 年 10 月 25 日，我和奥本海默搭乘驶向华盛顿的一列早班车，去美国科学院大会堂。当天下午，艾森豪威尔总统在那里给尼尔斯·玻尔颁发第一届和平利用原子能奖。那是一个喜庆的盛会。麻省理工学院院长基里安(J. Killian)宣读了嘉奖状："你为人类更深入地了解物质和能量奠定了基础，你对这种知识的实际应用作出了贡献。为了让原子能用于和平目的，你发挥了极大的道义力量。在你的哥本哈根研究所——它是科学家的智力和精神中心——你给予来自世界各地的学者一个机会，以扩展人类对原子核现象的知识。"总统接着讲话，然后玻尔致答词。其后，我有机会向玻尔祝贺，并告诉他我是多么期盼着他将要对高等研究所进行的访问，当时我是该研究所的一名成员。

1957 年 12 月，玻尔抵达普林斯顿作数月访问。那是他在该研究所的最后一次逗留，[①]也是我有机会与他作长时间物理学讨论的最后一段日子。记得有一天晚上，我们谈到一篇论述卢瑟福的文章，

① 在下列时期，玻尔曾是该研究所的访问学者：1938～1939 学年，1948 年 2～6 月，1950 年 2～5 月，1954 年 9～12 月，1957 年 12 月～1958 年 2 月。

谈得很晚;玻尔要在第二年秋天,向伦敦物理学会宣读这篇文章。①玻尔向我坦陈——他以前也老是这样——他对卢瑟福的崇敬,“我几乎把他看作是自己的再生父亲”。[1,2](玻尔夫妇用卢瑟福的名字恩斯特(Ernest)为他们的一个儿子命名。)我们的讨论很自然地转向玻尔1913年有关氢原子的论文。我对玻尔说,那篇文章使我想到了现在对过去十年所发现的新粒子的质谱的认识的必要性,并大声说,在1913年前,他必定对描述氢光谱频率的巴尔末公式的意义伤透了脑筋(这个公式在本章后面出现,见(9.1)式)。玻尔说:哦,不,我是直到自己的氢原子文章发表前不久才知道巴尔末公式的。他补充道:事实上,我一听说那个公式,所有事情就都弄清楚了。 164

我吃了一惊。② 由于当时对历史、日期以及诸如此类的事情不太熟悉,我以为巴尔末公式早在1913年之前就被大家所熟知了。现在,多年以后,我对玻尔说的话多少觉得有点不可思议。巴尔末公式是1885年提出的,比玻尔的文章早好些年。到1913年,它早已不是一个只为少数几位鉴赏家所知的秘密了。1897年,瑞利勋爵写到过“著名的巴尔末定律”。[5]1901年,萨瑟兰(W. Sutherland)在墨尔本写道:“无疑,对理论光谱学者的极大的鼓舞来自巴尔末的氢公式的发现……”[6]1900年,在巴黎国际物理学大会期间,讨论了巴尔末的文章[7];在巴黎[8]和维也纳[9]的学术会议上,在来自美国的[10,11]论文中,情况也是如此。提出著名的光谱线组合原则的里兹(W. Ritz),在他的出版物中常常提到这个公式。[12]舒斯特在为1910年出版的第11版不列颠百科全书所写的“光谱学”一文中,也记录了它。令人难以置信的是,如此为人们熟知的结果在1912年之前竟然一直没有被玻尔遇上。③ 很有可能是他早先听到了它,但并未把它与自己的思想挂上钩,后来又全然把它忘了——这是一种非常罕见的现象。

---

① 这篇卢瑟福的纪念演讲作于1958年11月,但直到1961年才发表。

② 我只是后来才知道,玻尔也对别人讲了同样的话。[3,4]

③ 赫尔布朗(J. Heilbron)和库恩(T. Kuhn)对此也有同感。[13]

我讲述玻尔和巴尔末的这个故事，是因为这件轶事标志着一个人生活中决定性的转折点。但更重要的是要提醒人们，玻尔的工作在很大程度上应归功于19世纪的物理学。当1913年玻尔解读光谱公式时，他奠定了"更深人理解物质的基础"，并毫不含糊地最早论证氢原子含有一个且只有一个电子。当时，玻尔不仅从巴尔末杰出的唯象学理论中，而且间接地从19世纪的那些以相当高的精度确证了巴尔末公式的实验中汲取营养。因此，本章在向20世纪展开时，与165 以前和以后各章都不相同，因为它多侧重于更早期的详细知识。事实上，在1900年可以得到的有关光谱的信息量非常之多。那一年，凯泽尔(H. Kayser)完成了一部800页的书，即他的《光谱学手册》第一卷(其中当然包含有巴尔末公式)；到玻尔发表他的论文时，另外五卷已经准备就绪，整套书将超过5000页。[14]

不可能花更多的笔墨去描述这些早期的发展，但完全把它们忽略则是鲁莽的。那么从哪儿开始呢？人类对光谱的认识早于有文字记载的历史——原始人类肯定崇拜彩虹。亚里士多德为此现象创造一种理论，该理论在中世纪时期的学术论文中得到详尽阐述。[15]笛卡儿以及后来的牛顿，都掌握了彩虹效应的一些真正起因。尽管它们是那么迷人，但与我们的讨论毫无干系。而当我们回忆起牛顿是光谱分析的创始人，以及就如本章开始处的引语显示的那样，牛顿为光谱的动力学起因而伤脑筋时，我们就有点贴近讨论的内容了。然而，牛顿实验设备的分辨率还不足以完成光谱线的检测。最早观察到这些光谱线的时间——先是吸收线，然后是发射线——是在19世纪初。也在这个时期发现了可见光谱外的红外和紫外光谱。现在我们正逼近光谱学的确切起点(见(b)部分)：19世纪50年代中期到晚期，光谱线频率首次得到较精确的测定。

正是在那个时候，光谱为人类进一步掌握宇宙开辟了广阔的前景。1859年，基尔霍夫发现太阳中有钠元素，[16]这是一个新发现，它

标志着天文物理学的新分支——恒星光谱学的开端。① 然而，这个发展对我们的主题并未产生直接影响，用它同样可以说明光谱物理学在那些年中的进展是何等出其不意，甚至可以毫不夸张地说，何等地富于戏剧性。于是，到了1835年，有影响的法国哲学家孔德(A. Comte)在他的《实证哲学教程》的第19课中写道[17]："有关恒星这一科目，所有最终不能还原为简单的视觉观察的研究我们必须拒绝。尽管我们相信有可能测定它们的形状、大小和它们的运动，但我们决不可能有任何方法去研究它们的化学组成和它们的矿物学结构……我们有关它们外层气体的知识必定局限于它们的存在、大小……和折射能力，我们根本不可能测定它们的化学组成甚或它们的密度……我认为有关不同恒星的真正平均温度的任何看法，我们都应该永远拒之门外。"光谱分析仅仅是科学的一个分支，它教会了哲学家们要小心谨慎。 166

本章安排成四大段。第一段((b)节)涉及电子发现之前的发展，并讨论以下论题：光谱定量分析的早年岁月；巴尔末的和其他人的光谱公式；早期原子模型；以及有关物质进化的思考。第二段((c)节)讨论从电子发现到原子核发现之间的时期，并包括早期电子模型——其中每个原子带有无数个电子，在那个时期建立模型的标准，以及J. J. 汤姆逊的葡萄干布丁模型。(d)节讨论卢瑟福原子核的发现。(e)节讨论玻尔为了原子稳定性而采用作用量子的认识。

注意本章的标题。它与索末菲的著作同名，这本著作在早年常被光谱学家当作圣经参阅。[18]用索末菲自己的话来说，他的书是献给"光谱的语言……它是宇宙的一种真正的原子音乐"。[19]好多年来，对于那些渴望学习原子物理学的技术和成果的人们，这本书是唯一可以得到的综合性教科书。它在学科的历史中也有重要地位。从并排

① 它是第二个最早的分支，仅比光度学晚，光度学在18世纪成为一门定量科学，布格尔(P. Bouguer)和兰伯特(J. H. Lambert)为此作出了巨大贡献。

摆着的《原子结构和光谱线》的前四个版本①，人们可以对一个学科的快速发展获得生动的认识，之后不久量子力学便诞生了。

本章与索末菲的书只是标题相同。对于索末菲来说，玻尔的原子量子论只是出发点，而在这里却是一个顶点。若对玻尔理论的进一步演变有兴趣，我劝告读者，最好去欣赏上述索末菲精彩著作的一个版本，也许读完几个版本更好。这样也可以提醒读者（如果真有必要的话），以下对于玻尔工作的简短讨论，较之它深远的意义和影响是不相称的。

(b)发现电子的序幕

1. 光谱分析。"据我所知，我是在 1853 年第一个观察氢光谱的人"，1872 年，埃斯特朗[20]（A. J. Ångström）就是这样描述他的早期实验[21]的。在这些实验里，他研究密封在一支玻璃管中不同气体的电火花光谱。这些最早的观察显露出三条发射光谱线，一条是红色的，一条是蓝绿色的，一条是紫色的；后来不久又发现第四条，也是紫色的。这些就是最早被称为巴尔末系（为方便起见，从现在起我将启用这个名称）的四条谱线。

167

在我们寻找巴尔末频率最早的定量测试时，老相识又出现了：盖斯勒管，鲁姆科夫感应线圈，掌舵的是普吕克尔。1859 年，普吕克尔用一支充满氢气的盖斯勒管研究放电现象。[22]在下表中，第一列给出的是前三条巴尔末光谱线的名称，它由普吕克尔给出，至今仍在使用。第二列给出普吕克尔得出的前三条光谱线各自的波长，第三列是 1868 年埃斯特朗得出的结果[23]，这个结果被巴尔末用来猜测他的

① 这些版本分别出版于 1919、1921、1922 和 1924 年。至今又出了四个新的版本。《波动力学增补本》（第二卷的副标题）第一版于 1929 年出版。第二卷的其他三版也已问世。

公式(很快就不止这几条谱线了),第四列给出现代的数值。① 我们需要记住的是,在一百多年以前,一个人能得到如此之好的光谱结果,实在太幸运了,可说万中择一呀!

	普吕克尔	埃斯特朗	现代
H_α	6533	6562.1	6562.8
H_β	4843	4860.7	4861.3
H_γ	4339	4340.1	4340.5

在这之前一年,普吕克尔就已推测到[25],对于发射它们的气体而言,光谱是张确凿无疑的名片:“显然,光谱决定[盖斯勒]管中气体或蒸气的成分……我们在这儿遇上了微量化学(新造的一个词)”。这种陈述的确定证明最早与两个最著名的名字相联系:基尔霍夫——量子论的祖父,和化学家本生,基尔霍夫的同事。他们都在海德堡大学任教。

此项证明以基尔霍夫 1859 年 10 月的论文[16]作为开端。在文章中他突然产生一个“未曾料想到的解释”:太阳光谱中的几根夫琅和费暗线是由钠造成的。他得到这个结论,是因为他在太阳光谱与检测器中间安插进一个含有食盐的火焰。“如果太阳光衰减到足够弱,则有两根明亮的谱线出现在两根暗的[太阳]D 线的位置;如果阳光强度超过一定量,那么两根暗的 D 线变得更加明显……两条暗的 D 线使人们产生这样的结论:在太阳大气中存在钠。”六个星期后[26],他对有关 D 线的观察作了理论上的解释。这个效应是根据现在称为基尔霍夫黑体辐射定律得来的,按照这个定律(我的叙述不太确切),辐射处于热平衡的物体,其发射本领与吸收本领之比是频率 ν 和温度 T 的一个普适函数。基尔霍夫写道:“找到这个函数是一项非常重要的任务。”多么正确啊。这里讨论的函数与黑体辐射(见第 7 章)

① 波长用埃斯特朗(10^{-10}m)作单位.现代数值取自参考文献 24。按现行的术语,各自的跃迁是 $n^2D \to Z2P, n=3,4,5$。略去了所有精细和超精细结构效应。

168 的光谱密度 $\rho(\nu,T)$ 成正比。四十年后，普朗克解出了 $\rho(\nu,T)$，因而奠定了量子论的基础。顺便说一下，基尔霍夫于 1875 年离开柏林大学后，普朗克接替他在柏林大学担任物理学教授。

接下来是基尔霍夫和本生的合作，在合作中他们创立了光谱分析方法。"他们较之他们前辈的突出优势在于他们能利用无光焰的本生灯，这就使他们摆脱了明亮火对光谱的严重干扰。"[27]他们工作的有效性主要在于他们用了一种系统的方法，这种方法消除了假象的影响。他们用火焰加热各种少量的金属和盐，并改变火焰的成分和温度。他们把火焰光谱与电火花光谱作比较，使用了(不知还用了别的什么?)一个鲁姆科夫感应线圈。这些"综合的和花费时间的研究"的主要结论，能概括为下列三条。[28]

(1)"在光谱分析中……彩色谱线的显现不因外部影响而改变，也不为其物质的干预而变化。光谱中[被谱线]占据的位置确定了类似于原子量那样不变的和基本的化学性质……它们能以一种天文数字的精确性被确定。光谱分析方法之所以具有相当特殊的意义，是基于这一事实：它以一种几乎无限的可能扩展了那些至今尚有影响的对物质的化学特性描述的限制。"

这个陈述在本质上是正确的，但在细节上不正确。1861 年，原作者对此作了修正："我们相信，一种化合物经常显示出不同于它所包含的元素的一些谱线。"[29]到 1862 年已清楚表明，化合物显示一种光谱，而当温度升高化合物发生离解时就出现组成化合物的各元素的光谱。[30]

这些有关化合物的成果总的来说是容易接受的。但是在 1865 年，由普吕克尔和希托夫写的一篇相关论文[31]却引起不少混乱。它的题目是《论点燃的气体和蒸气的光谱，特别关于同样的基本气体物质的不同光谱》。他们的主要发现是："有不少基本物质加热不同时，它们提供两种完全不同特性的光谱，没有任何谱线或谱带相同。"

经过多年的大量工作，才澄清主要争端在于：什么才是基本物质？真空技术在研究纯净分离态物质的光谱方面立了大功。然而，

还存在一些未估计到的譬如说由劈啪作响的电极引起的杂质问题，还有一些更加基本的原则问题，例如，普吕克尔和希托夫认为氧是一种"基本的气体物质"，但从光谱学上，根据不同情况它能产生相应于单原子的、双原子的、三原子的以及离子光谱的谱线和谱带。对这些问题的答案，我们这里将不作讨论。

(2)基尔霍夫和本生的第二个陈述是："光谱分析的重要性可能不亚于发现那些至今尚未发现的元素。"他们自己最早显示了这个想法是富有成效的。在合作的第一篇论文中他们宣布发现了铯；[28]而在第二篇论文中，他们宣布发现了铷。[29]在19世纪结束之前，光谱方法在鉴定十多种元素中起了决定性的作用：铊、铟、镓、钪、锗，和5种稳定的惰性气体；在缺乏第一原理的情况下，这些元素的发现是物理学取得如此巨大进步的光辉典范。在那些岁月里，没有关于原子结构的任何一点线索，因而也就没有关于光谱线来源的线索。但是领悟到——尽管当时不完全了解——原子光谱是元素唯一的标签就足以取得重大进步。 169

(3)他们的第三个陈述，也许是最激动人心的一个："[光谱分析]开辟了化学方面的探索……它至今一直处于完全封闭状态……[这门技术]似乎也适用于探索太阳大气和更明亮的恒星。"

到19世纪60年代，这个想法已经显示出非凡的生产力。我们所知道的星体光谱学的先驱有拉瑟弗德(L. M. Rutherfurd)，一位来自曼哈顿下东区①的出身名门的物理学家，和哈金斯(W. Huggins)，一位来自英格兰图尔士山的身分高贵的物理学家，1864年，他用光谱学方法发现一些星云是发光的气团。[32]第一张彗星光谱也是在60年代发现的。1875年，当麦克斯韦写出以下内容时，他已预见到在上课时可能讲授多少恒星光谱，他写道[33]："来自天空的光谱中的特

① 当时属斯特伊弗桑特(Stuyvesant)产业。富裕得无须为生计而操劳的拉瑟弗德与斯特伊弗桑特家族联姻，在他们的地产上建起自己的天文台，靠近现在的第二大道第十一街。

殊谱线与地球上的光谱中的任何谱线都不相符合这一发现，一点也不会削弱一般性结论，而是进一步表明，在天体中普遍存在的一种物质在地球上还没有被化学家找到，或者说，天体的温度是那样高，以致那些用我们的方法不能分解的物质，在天上分解成为不为我们所知的成分。"然而，这还不能把天上光谱所能展示的现象全部包括进去。以氦为例，著名的天体物理学家和《自然》杂志的创始人洛克耶(J. N. Lockyer)分析了他的有关日珥的数据后，注意到[34]一条神秘的黄色谱线，把它命名为 D_3。不久他相信这条谱线属于一种新的元素，他称之为氦。但是，这个悬而未决的问题直到 1895 年，才被拉姆西经地球上的数据证实。再看一看氙(nebulium)的例子。在 1864 年，哈金斯就已经发现星云光谱中有"存在氮、氢和一种未知物质的谱线的证据"。[32]这最后一种物质被假想为一种新元素氙。在以后的 60 多年中，人们发现在许多文献中均涉及到这种难以捉摸的新物质。例如，卢瑟福在他 1921 年的贝克讲座①中曾提到过它。[35]谱线最后在 1927 年由年轻的鲍温(I. Bowen)在加利福尼亚理工学院识别出来，他后来担任过威尔逊山和巴洛玛(Palomar)天文台的台长。谱线是由氧和氮的亚稳态跃迁所致。[36]这些谱线在地球的条件下从未见到过，地球上的压力使得这些状态由于第二类碰撞或与器壁的碰撞而更加容易失去能量。② 甚至连麦克斯韦也无法推测处于超低压力之下的、没有被器壁包围的庞大气团中的会有什么动人的事情。

170

作为早期光谱学实验的最后一个评论，我要强调，他们所采用的工具极其简单。基尔霍夫和本生使用的是一架本生灯、一根在尾端有一个放置所测物质的小环的铂丝、一块二氧化硫棱镜和几具小型望远镜、镜子和尺，时间大约在 1890 年罗兰光栅问世之前。从塞曼的经验可以得知，其观察的精确度已得到很大改进(第 4 章)。

---

① 为纪念贝克(H. Baker，1698～1774)而设的讲座。——译注

② 另一种假想的天上的元素 coronium，原来竟是高度离解的铁。

基尔霍夫和本生工作的巨大力量，不仅在于光谱是元素独一无二的标签这种想法的新奇性，而更在于它们确凿的证据。(例如前边提到的普吕克尔 1858 年有关微量化学的恰当评论。)因此，基尔霍夫一本生的论文不仅受到喝采，而且迅即引起广泛的争论，就没有什么可奇怪的了。[37] 1862 年，针对这些主张，基尔霍夫在一篇文章中，无疑是第一次庄严而坚定地讨论了光谱分析的历史。[38] 他选录了赫歇尔(J. Herschel)1827 年的话："由不同成分传递给火焰的颜色，在许多情况下是鉴别这些极其微量成分的一种敏捷而干净的方法。"还有塔尔波特(W. Talbot)1834 年的话："我毫不犹豫地说，光学分析可以把各种物质的最微小的部分区分开来，而其精确度决不亚于，甚至优于其他任何已知的方法。"他还摘选了其他一些早期的有关陈述。

然而他坚持——我也这样认为——直到本生和他自己的工作才给光谱分析确立了坚实的基础。这是一个恰如其分的评论，它为 19 世纪的光谱作了一个非常简要的总结。

2. 巴尔末公式。 这是巴尔末发现的应用于氢原子的分立光谱的波数 ν 的公式(用现代符号表示①)[39]

$$\nu=R\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right) \qquad n=1,2,3,\cdots\cdots,m>n \text{ 且为整数。} \qquad (9.1)$$

巴尔末发现公式中的 R 值(里德伯一里兹常数(Rydberg—Ritz constant)为： 171

$$R=109721\text{cm}^{-1} \qquad (9.2)$$

(根据我的知识)这是用染料激光器实验[40]所能得到的最佳值。一个世纪以后，这个最早由巴尔末公式所计算的常数 R 为：

$$R=109737.31521(11)\text{cm}^{-1} \qquad (9.3)$$

它表明，巴尔末的值达到了 19 世纪 80 年代末的精确度：误差约为万

① 巴尔末自己的表述为 $\lambda(=\nu^{-1})=hm^2/(m^2-n^2)$cm，其中 $h=n^2/R=4/R$。他发现 $h=364.56\times10^{-7}$cm。

分之一。

寻找光谱线的模式或公式的工作开始于19世纪60年代后期。[41,42]在寻找频率间关系式的先驱中，我们又一次遇到斯托尼，在那些岁月里，他似乎涉足物理学的每一个前沿领域。① 事实上，按照以下理由斯托尼应该被看作是巴尔末的一个直接的先驱者。我在前边曾提到埃斯特朗提出的巴尔末前三条谱线波长的数值。事实上埃斯特朗也测量了[23]第四条谱线，H_δ：

$$H_\delta: 4101.2\text{Å}$$

1871年，斯托尼注意到[43]波长的如下比例

$$H_\alpha : H_\beta : H_\delta = \frac{1}{20} : \frac{1}{27} : \frac{1}{32} \quad (9.4)$$

用他的话，这表示"一个基本振动的第32个、27个和20个谐波"。这些比例准确地来自巴尔末公式(9.1)，其中$n=2$，$m=3$、4、6！

至于其他的谐波，"第19个、21个、22个等谐波未被发现……也许以后当[其他谱线的位置]被足够精确地描绘出来时，人们将会找到这些遗漏的谐波"。斯托尼推测，也有可能"在每一个分子里存在几种不同的运动"。(那时提到分子，通常就是指原子。)他接着又在其他光谱中作寻找谐波的尝试，[44]然后就把这个课题扔下不管了。他的观察也导致其他一些物理学家对谐波比例的寻找，但都枉费心机。[42]

为什么斯托尼没有把H_γ考虑进去呢？他没有说明，[44a]但是人们可以猜测！如果没有别的理由，可能就是这个疏忽使他错过了巴尔末公式。

显然，从巴尔末1885年著名的关于氢光谱的[39]第一次报导来看，他也思考过谐波问题。"至今其原子量在所有已知物质中为最小的氢……看来比其他物质更有资格在研究物质的本质和特性中展示新的前景。尤其是，前边四条氢光谱线的波长令人激动并引人注目

172

① 见第4章。

……可以这么说,人们相信有可能把一种物质的分立的光谱线的振动,解释为一个谐波,例如一个特殊的主调音。然而,为氢寻找这样一个基音的所有尝试都没有满意的结果……但这个思想本身告诉人们应该有一道简单的公式。”①随后,巴尔末继续陈述他用于得到他的公式的那些实验信息:不多不少,正好是有关四条光谱线的埃斯特朗数据。巴尔末的一位朋友,巴塞尔大学物理教授哈根巴赫(E. Hagenbach-Bischoff)给儿子讲过一个故事,这个故事可以证实巴尔末的话。[47]

有两点要说明。一,在他的第一篇论文中,巴尔末十分有把握地向埃斯特朗致意:“[我的结果是]埃斯特朗业已进行的超乎寻常的工作的一个光辉证明。”二,巴尔末曾预言了一个无限的光谱线系,并非仅仅是我们所指的巴尔末系,$n=2$,n 也可以是所有其他的数字!这是一个非常成功的、大胆的思考方法,粒子物理学家们在 20 世纪后半叶惯于用这种方法预言新粒子。在巴尔末早先的作品之中没有什么值得一提的研究成果,原因很简单,因为在 60 岁之前他从未发表过任何物理学的研究论文。

巴尔末生于 1825 年,在卡尔斯鲁和柏林学习数学。1849 年他在巴塞尔获得哲学博士学位,论文题目是《论摆线》。过了一段时间,他获得一个在巴塞尔女子中学教书的位置,并一直工作到退休。1865 年他向巴塞尔大学递交了一篇论文,②题目是:《清晰地描述并从结构上解释预言者以西结对寺庙的看法》,一篇圣经的几何学(无疑是《以西结书》40 章第 3 节)。直到 1890 年他才成为一位大学编外教师,1898 年去世于巴塞尔。如前所述,前面所提到的那篇文章是他第一篇关于物理学课题的论文。1885 年他还写了一篇文章,题

① 令人遗憾的是,这些以及别的漂亮词句在一月底提交给《物理学年鉴》的论文[45]中消失了,文中巴尔末概括了他给巴塞尔的自然研究协会的第一篇[39]和第二篇[46]报导的内容。

② 一篇要求得到编外教师位置的原始论文。

为《卫生，一个有益于健康者和患病者的词》。他“既不是富有灵感的数学家，也不是精细灵巧的实验家，[而更像]一位建筑师……[对他而言]整个世界，包括自然的世界和艺术的世界，都是一个完全统一的和谐体，而他毕生的目标就是要通过数字来掌握这些和谐的关系。”[47]

在他的第一个注释中，[39]巴尔末叙述了他把第一批结果告诉哈根巴赫的经过；哈根巴赫曾通知巴尔末，由于哈金斯和来自波茨坦的沃格尔(H. Vogel)(分光双星的发现者，分光双星是近代的又一个新事物)的工作，实际上已经知道了更多的光谱线。在他的第二个注释

173 中，[46]巴尔末把这些数据与他的公式作了比较，取 $n=2, m=5-16$，他发现确实有惊人的高度一致。① 在巴尔末去世前一年，即他 72 岁时，写了第三篇也是最后一篇物理学论文，[49]他在论文中试图找出除氢以外其他元素的光谱线公式。那些结果没有多大价值，很快被人遗忘。

不仅是巴尔末，还有其他许多物理学家热衷于从那些光谱线以及光谱带推出更为普遍的公式，但这些热情的追求大都劳而无功。在 1900 年的巴黎会议上，里德伯(J. Rydberg)推出并讨论了这样一些公式。[7] 这些尝试一直持续到 1913 年玻尔解释了巴尔末公式为止。1913 年 4 月，当玻尔提交论文时，我们事实上已经有了所有光谱公式的精确记录。一个月后，科伦(H. M. Konen)完成了一本关于光谱学的教科书，在书里他记录了所有光谱公式，并将公式与数据作了对照。[50]书里的公式不少于 12 个。这些努力现在都几乎被淡忘了，但是必须提及两点。

(a)1889 年，里德伯向瑞典皇家科学院提交了一份学术报告[51]，其中包含光谱公式

$$\nu=\nu_0-\frac{R}{(m+\mu)^2} \tag{9.4}$$

① 关于这个课题哈根巴赫也发表了一篇短文。[48]

这个公式试图描述所有原子线光谱的所有系列。其中 m 为全部正整数，R 被假定为一个对所有系列都普适的常数(这就是里德伯常数名称的由来)，$0<\mu<1$。ν_0 和 μ 各自随每个系列而调整。里德伯似乎是[52]1888年在隆德的一次会议上首次提出他的公式的。巴尔末公式是(9.4)式的一个特例。在巴黎会议上，里德伯陈述道，他在1885年就发现了这个公式，当时并不知道巴尔末的工作。[53]在里德伯诞辰一百周年纪念会上，泡利说："人们必须承认，里德伯的思考有时是相当离谱的，但在另一方面，它们又总是一再被他的经验所修证。"[54]

(b)接着里兹也提出了一个比里德伯公式更普遍的公式，我这里就不重写了。只需指出以下几点：它又包含了普适常数 R(这就是里德伯－里兹常数名称的由来)，它当然也把(9.1)式作为特例包括进来，它也有两项之差的形式。这个两项之差的结构把里兹引向他的组合原理："利用一组公式的加或减的组合，利用这些公式中的常数的加或减的组合，人们就可以从以前已知的光谱线计算中，得出一些新发现的光谱线的公式。"[55]这个阐述对光谱公式的限制太多，不算确切。然而，这个原理具有深远的意义。我们现在把它更简便地叙述如下：任何光谱线的波数可以表示为两项之差，使得每一个这样 174 的项代表一个原子能级。里兹原理对于玻尔的光谱量子论的阐述绝对是决定性的。

3. 前电子模型。"当以克劳修斯(R. J. E. Clausius)和麦克斯韦的工作为开端的理论完成时，我们面临的一个最最重大的问题是：原子的内部机制是怎样的？在对这个问题的回答中，我们会发现各种解释，不仅有原子弹性的解释——根据这个解释，斯托克斯由他的发现认为原子是一个计时式的振子，而且还有化学亲和力的解释和不同化学元素的质的差异的解释。现在它还仅仅是个科学谜。"汤姆孙(W. Thomson，即开尔文爵士)在1871年8月的不列颠协会会长就职演说中说了以上的话。[56]那个时候想知道的东西太多了。元素周期表——它按各类原子族的规律性编排了原子——已在最近被发

现。光谱学地位迅速上升。克劳修斯和麦克斯韦有关气体的工作使人们更加确信原子是真实存在的。玻耳兹曼已开始了他对热力学概率的奋斗，并在一年后发表了他的 H 定理。托马斯·杨，洛喜密特，斯托尼和开尔文本人已对分子的大小作了理论上的估计，麦克斯韦和范德瓦尔斯(J. van der Waals)随即也做了同样的工作。所有这些大师都把原子的真实性作为他们的出发点，而不为众多舆论——有些颇有影响——而过度担忧，这些舆论对原子的真实性唱反调，并警告说，原子最多不过是方便的代号和计算的工具。①

汤姆孙在他演说中所提到的问题，显然超出了原子真实性的问题。他提出的是古代伊壁鸠鲁关于原子结构的命题，此外还表示了他这样做的动机。他进一步声明，原子是"具有形状、运动以及作用定律的物质，这都是科学研究中明白易懂的问题"。[56]在 1867 年他就已经不同意"(原子是)一块块无限坚固和刚性的物质这种怪异的设想，这种原子在几位最伟大的现代化学家措辞草率的介绍性叙述中，被认为是一种可能的假说"。[60]

由于某些原因，原子结构问题不止一次地冒出来过，甚至早在 19 世纪化学开始发展成为一门学科时就已经开始了。1815 年，普劳特(W. Prout)就声明，他已经证明各类原子的比重能表示为一个基本单位的整数倍，[61]并进而推测这个基本单位可以认做是氢的比重。[62]从这个推测——尽管它在后来变得有争议——再向前一小步就可想到，凡有亚单元的地方就必定有结构。例如，当有机化学开始

175 繁荣，许多不同组分的 CH_2 团化合物的同调系列(homologous series)被发现时，提出了一个假定：在某些意义上，元素本身也是一个同调系列。[63]一般来说，随着已知元素数目的增加，判断的困难也随之增加，按开尔文的话说，元素不可能都是基本的。

然而，在发现电子而使原子的组成变得明晰之前，有很长一段时间原子结构最清晰的信号来自光谱。1852 年，斯托克斯就已经在重

① 要更好地了解 19 世纪有关原子的真实性，请看参考文献 57、58、59。

要的学术报告[64]《论光的折射率的改变》(开尔文提到过它)中写道："十之八九……产生光的分子振动并非那种在分子之间相互移动的振动，而是在分子本身的组成部分之间的振动，这种振动由把分子各部分维系在一起的内力所完成。"请再次注意这一点，在那时，词汇"分子"的含义就是我们现在所指的"原子"。开尔文当然认为(正如以上引语所表明的那样)斯托克斯的话中包括有"原子"的意思。于是我相信，斯托尼在1868年就有此想法了："分子内部运动是多么奇妙地富有规律性，与此同时，展现在我们面前的每一种气体光谱线的确定性和它们的数目，又似乎是多么复杂……"[65] 1875年，麦克斯韦思考着原子，当时他规定"一个原子必须满足三个条件……大小不变性，内部运动或振动的能力，以及用以说明各种原子之间差别的足够数量的可能特性"。[33](他涉及到"大小不变性"，再次反映他相信原子是打不破的，这在第4章(b)节中讨论过。)

在同一年里，最精通分子运动论的麦克斯韦陈述了这些迫切的需要，他断定[66]，原子模型的建构是一个非常困难的任务："分光镜告诉我们有些分子能够进行许多不同种的振动。因而它们必定是一个非常复杂的系统，其变量远远不止六个[描述一个刚体特征所需的数目]……每增加一个变量都会增大比热值……每增加一点我们认为是分子引起的复杂性就会增加比热的计算值与观察值相符合的难度。我现在给出的就是我所认为的分子理论至今所遇到的最大困难。"我们知道，按照经典的能均分定理，一个对应于(例如)谐振键的原子内部的自由度给比热(在体积不变情况下)提供一个数k(玻耳兹曼常数)。麦克斯韦的意思是——从热力学角度来说——没有足够空间来安排这些额外的变量。这个佯谬到20世纪得到解决，量子论是解决这一佯谬的先决条件。①

19世纪的物理学家们不仅论证了原子必须有结构，而且致力于推测那些结构的组成。在他们早期的尝试中，有一些离奇的机械装 176

① 我已在别处详细地讨论了19世纪有关比热的难题。[67]

置——大部分出自英国——弦、滑轮、弹簧等等。[68,69]最有特征的原子图象也许是出现在西厄尔(Searle)著名的幽默刊物上的漫画。①当时有可以称作声学模型的东西，前面提到的斯托尼的工作可以为例。当光谱频率不成简单谐比已经变得十分清楚时，这些模型的复杂性增加了，其复杂的程度正如麦克斯韦所指出："我们没有权利去期望一种气体的亮线的波长之间有任何明确的数字关系。"[33]在这些思考之外又生长出一个"反问题"：是什么东西以这样一种方式振动，以致可以为光谱中的那些实际频率提供一个模型呢？对这个问题的研究(例如由里兹所作)，没有回答所提出的物理学问题，但对偏微分方程理论却作出了重要贡献。

最后也是讨论得最多的前电子原子模型，是威廉·汤姆孙的涡旋原子。麦克斯韦(虽然对它不是没有批评)是这样说到它的："[它]比至今能设想出的任何原子满足更多的条件。"[33]

这方面的启发来自流体力学。1858年，赫姆霍兹发表了一篇论述涡旋运动的基础性论文[71]：《论涡旋运动流体力学方程的积分》。几年后出版英译本，系格拉斯哥的泰特(J. G. Tait)所译。[72]1867年1月中旬，汤姆孙在格拉斯哥访问了泰特，泰特向他演示了几个在空气中用烟形成的涡旋圈所做的巧妙实验，并用以解释赫姆霍兹的几个观点。"汤姆孙闪电似迅捷的思维和对物理学解释的压倒一切的热情，使他在烟圈中获得灵感，领悟到物质原子的动力学模型。"[73]1867年1月22日汤姆孙写信给赫姆霍兹，信中说："一个涡旋圈大概会像卢克莱修②的坚硬的实心原子那样永恒。"[74]2月，他递交了他的第一篇论述涡旋原子的论文，这是一篇相当具有激情的文章。[60]

打动汤姆孙的是赫姆霍兹研究报告中的一个定理：在理想流体

---

① 实例：1897年斯托克斯建议[70]放射性可以被看作是由于一个铀原子的非简谐性所致，铀原子可以比作一根"其端部有一重物的可伸缩的线"。

② 卢克莱修(Lucretius，约公元前93～约前50)拉丁诗人和哲学家。他的唯一长诗是《物性论》，表述希腊伊壁鸠鲁的原子论。《物性论》指出：宇宙是一个无限大的空间，其中有无数种类的有限不可分的物质粒子。——译注

中，每一条涡旋线总是由相同的流体元组成。一个涡旋管不能在流体中终止，它或者是圆圈形的，或者是到达流体的边界。① 在汤姆孙的论文中断言的涡旋圈的这种特性，“被一个用来解释物质特性的假设所削弱，这个假设认为在一种完全均质的液体中，所有物体由涡旋原子所组成”，在特别引进结构原子以及与之相关的力以后，这一个假设不再是必要的了。他继续提议，一个原子是一个封闭涡旋管，或是一套这样的管子，它们处于无限的、均质的、不可压缩的、无摩擦的以太中。他相信，这样能解释三个事实：(1)原子的稳定性，汤姆孙在这里求助于赫姆霍兹的涡旋环不灭的证明；(2)原子的多样性，“无限持久的特性……图解和线模型……被展示给[爱丁堡][皇家]协会，以说明编结起来的涡旋原子；编结方式的无限多样性足以说明原子的多样性和已知简单物体的同素异形体，以及它们相互间的亲和力”。例如，他推测，“钠原子或许……非常有可能由两个几乎同样的、彼此穿越的涡旋环组成，就像一条链条上的两个链环”，这个双圈势必关系到黄色的钠双线；(3)有可能解释光谱。在参照了基尔霍夫和本生的意见后，汤姆孙注意到：“涡旋原子具有十分固定的基本振动模式……这些基本模式的发现在纯数学中形成了一个非常的趣的问题。”他也思索着决定基本环的大小的方法。

177

汤姆孙在以后 20 年中断断续续地继续着他的涡旋原子的工作。② 有些人饶有兴趣地追随他的进展。“当基尔霍夫——一个不太容易激动的人——谈到这一假说时，竟热情洋溢。他曾告诉[舒斯特][77]这是一个美妙的理论，因为它把所有一切排除在外。”另一些人自己讨论这些问题。被 1882 年亚当斯奖的主考人选中的课题是：“对完全不可压缩流体中的两个封闭涡旋相互作用的一般研究”。这

① 当热传导和粘滞性小到可以忽略时，这种流体称为理想流体。一根涡旋线是与流体元素各处的旋转轴相切的曲线。一个涡旋管是一个涡旋线为边界的无穷小的封闭曲线面，它是流体的一部分。

② 见参考文献 73 中的开尔文著作目录，以及有关涡旋原子的一篇文章。[76]

个奖项后来由 J. J. 汤姆逊赢得，他的文章[78]收尾时“对一种化学理论作了简洁描述”。鉴于多种原因，W. 汤姆孙本人在那时开始怀疑自己的模型。几年后他全然放弃了它。[79]他的模型更加适用于流体力学而不是原子论。一些现代教科书[80]继续提到开尔文的环流守恒定律，按照这条定律，围绕一个封闭流体回路的速度环流不随时间而变。

4. 达尔文风格。与 1895 到 1905 年的情形一样，1858 到 1864 这几年也是科学发现的一个丰收时期。克劳修斯写出了我们称作热运动的文章，麦克斯韦发现气体分子的平衡态的速度分布，维利尔(U. Verrier)发觉不能用已知的摄动来解释水星的异常进动，基尔霍夫发现太阳之中存在钠，达尔文(C. R. Darwin)发表了《物种起源》，基尔霍夫和本生发现光谱分析，哈金斯认识到星云是气体云，而麦克斯韦写下了他的电磁学方程。人类在宇宙中的位置观念正在演化，对它的理解正在扩展。

178

在以后的几十年中，出现了一种令我感到好奇但并非惊异的现象。达尔文的意象进入了有关物理学的著作中，特别是关于星球中物质的进化是否是一种正在进行着的过程。我对此很感兴趣，但无法作出评论。我只想举几个例子。

1875 年麦克斯韦指出：“已经发现有可能通过生殖、变异和有差别的毁灭方式，建构一种有机物分布理论。但是这种进化论不能被应用在分子的情况，因为个别分子既不能生也不会灭……据我们所能作出的判断，一个原子的构成就是它所表现的那个样子，不受任何由生存斗争所产生的危险的影响。”[33]我们已反复注意到，对麦克斯韦而言，原子是不能打碎且不会耗损的。

洛克耶提出一种星球中“化学”进化的理论(它的详细情况现在人们不会感兴趣)，对此他于 1881 年写道：“在许多进化的路线上，星球的进化看来都是与自然界不同王国的进化过程相平行的，这正是星球进化理论的力量所在。所有这些从各种思想领域思考得到的进

化过程，具有高度的同一性。”[81]

克鲁克斯在1888年认为：“目前既存的元素并非是原生的，而是一个发展过程的渐进结果，甚至有可能是一种‘生存斗争’的结果。与现在一般的条件不协调的物体消失了，或者也许从未存在过。”[82]

(c)早期电子模型

1. 在这些模型里原子由千千万万个电子组成。在寻找基本原理时，物理学家们很少靠运气，他们只能对模型进行修修补补以达到目的。不管有什么样的部件，他们总要建造模型。在世纪之交，他们只有一类部件：电子。因此他们只能用电子来建造原子。当然，这里的“他们”仅仅指牢牢盯住物质结构的那一小部分理论家。“这样说也许并非不公正：就当时通常的物理学家而言，对原子结构的设想有点像设想火星上的生命一样——对于喜欢这种东西的人非常有趣，但不大可能得到有说服力的科学证据的支持，对科学思想和科学发展也没有多少的影响。”[82a]

原子的多电子模型起源于J.J.汤姆逊。在他1897年论述测定阴极射线的e/m值的论文[83]中（见第4章，(d)节），就涉及到“普劳特阐明的那个假设，[按照这个假设]不同元素的原子都是氢原子；这个假说虽很精确但却站不住脚，但是我们如果用一些未知的原始物质X来代替氢，那么就不存在什么与假设不相一致的东西了”。至于X是什么，他丝毫也不怀疑：“……这些原始的原子，我们将简洁地称他们为粒子(corpuscles)”（汤姆逊后来好多年都这样提到电子）。两年后[84]他写道：“我认为原子包含了大量的……粒子。” 179

渐渐地，这些定性的初始叙述变得多少有点精确了。1900年，菲茨杰拉德[85]提出“一个非常有趣的建议：所有物质是由电子组成的。例如一个氢原子包含大约500个电子，一个氧原子有大约8000个电子，等等”。（显然还不太清楚电子的质量）。1902年，卢瑟福[86]参考“那些已经提出的观点，认为所有物质都由电子组成。按这样的

观点，一个氢原子就是一个非常复杂的结构，或许由一千个甚至更多的电子组成”。1903 年，汤姆逊——第一任西利曼讲座的讲学者——说：“氢原子含有约一千个电子。”[87] 1904 年，斯特拉特也表达了类似的观点。[88]

是什么东西中和了原子中这些电子所具有的大量电荷呢？难道人们就不会想到正是这种因素构成了原子的质量吗？

1899 年，汤姆逊[84]用非常含糊的方法来处理电荷的问题：“当[粒子]聚集在一个中性原子中时，负电荷效应被某些东西[原文如此]平衡掉了，这些东西所占据的空间，粒子正好散布其中，它们之间的作用就好像有一个与所有负电荷之和数量相等的正电荷。”更含糊的是他在 1904 年给奥利弗·洛奇的信[89]：“我总是……试图在上述背景中保持正电荷的物理概念，因为我总是希望（还未能实现这一点）能够无须让正的带电体作为一个分立的实体，而且又能够用粒子的某些特性来代替它[?]。”

显然，汤姆逊还没有把补偿电荷的载体与新的物质形式联系起来，当然也就没有为原子的质量找到别的贡献者。同一看法更清晰地由阿默斯特的基姆波尔（A. L. Kimball）提出。1904 年——正值圣·路易斯的万国博览会之际——他在艺术和科学大会上所作的报告[90]中说：“设想原子的整个质量是由原子内的负电子提供……至于正的电荷，尽管它决定着原子外观的大小，但似乎与原子的质量无关。”没有什么充分理由，这种情况竟一直持续下去，至少到 1907 年。这一年，在一本由卡文迪什成员所写的电学教科书[91]中，我发现了原子质量完全起源于电子的说法：“就我们目前的知识状况，还不能确定地说出任何原子中的全部电子的数目。但是，原子质量是原子中物质的质量之和这一结论是那么吸引人，看来在缺乏任何相反的确定性证据情况下，大家是很乐意接受它的。”

180

然而，正如我马上要讨论的，在 1907 年，原子建构的艺术取得了进展，它已超越仅仅对原子质量起源的思考。在那时，汤姆逊已投身于一个正电荷的模型，并得出结论，原子并不包含几千个电子。为了

理解这些发展,最好先对模型建构的标准以及它的发展趋势作一评述。

2. 一个新的陷阱:原子稳定性和 β 衰变。“我们有证据认为,有些元素已存在好几千年,甚至几百万年;事实上,我们没有任何原子有变化的直接证据。然而我以为,有些放射性现象……提供了(我将不称其为证据,而只是一个非常有力的)推测,这一推测表明,原子中正在发生一种久已有之的变化。”就这样,在西利曼讲座中[92]汤姆逊同时提到了原子的稳定性和放射性的不稳定性。当然这是很自然的,他应该这样做。阴极射线出自原子,β 射线也出自原子。到 1900 年,完全确定它们二者都是电子(第 4 章)。因此,难道人们不应该尝试着(以下是汤姆逊在耶鲁所作讲座中讲述的一些意见的大意)为说明原子的稳定性和 β 衰变去找寻一个共同的动力学机制吗?于是跟着这个当时显得天真的指令——这是对原子物理学和原子核物理学之间区别的无知——汤姆逊提出一个那时十分敏感的问题,但事实上那是一个陷阱。八十高龄的开尔文是喜欢思考这个问题的几个人之一。[93]

那么 α 衰变的情况怎样呢?1904 年卢瑟福[94]认为人们亲眼目睹在 α 衰变时“一个相互关联的电子群……被驱逐出原子”。

3. 重大划分。科学进展必不可少地要依赖大量实验数据进行解释。这一章到此为止的整个目的,可以压缩成一句话:在(至今的)整个 20 世纪物理学中实验积累起来的东西,决不比世纪初始年代积累起来的更重要。

历经一个世纪,化学家们已积累了许多要求物理学家解释的数据,尤其是元素周期表的规律性。光谱学半个世纪的历程已产生了大量结果,这使人们在原则上知道原子内部有某些东西在运动,但也仅此而已;塞曼效应指出所谓“某些东西”是一种普遍的原子成分。我们知道,所有原子都能通过电离而打破,在这种过程中放出电子。

我们还知道，某些种类的原子能以更猛烈的方式即放射性蜕变来打
181 破，但无论如何，这种特性不是所有种类都具有的。（第6章，(d)节）。

尽管对这一叙述的意义并无任何真正的了解，20世纪头十年的实验学家却特别擅长提出在操作上十分敏感的问题；他们继续快速地前进着。当那个十年快终了时，我们已非常接近那个重大划分：发现原子核以及与此密切相关的原子的量子动力学的初始但基本正确的形式。

回顾起来（当时全然不清楚），1900～1910年，理论物理学的主要进展是普朗克和爱因斯坦的贡献。然而，尽管作了相当的努力，刚才提到的有关原子的一些问题几乎没有进展。单个的原子仍然十分神秘。下面我将从模型建构的标准开始，对那个十年中有关原子的思考作一个简要介绍。

几乎从一开始就了解到，原子中的电子必定是在运动之中，这有两个原因。第一，这对于理解光谱似乎是必不可少的。第二，按照1831年获得剑桥大学文学硕士学位的恩肖（S. Earnshaw）牧师提出的定理，一个粒子系统如果以随距离平方成反比变化的力相互作用，则该系统不可能处于稳定的静态平衡。[95]①这样，对于一个稳定原子，其唯一的希望是让它的电子处于运动之中。但这又引发新一类的问题。因为这些电子被约束在有限的空间内，它们的运动不是匀速运动。因此，根据经典物理学的定律，由于电磁辐射系统的能量会损失，因此原子就不会稳定。这是由拉莫尔[97]（J. Larmor）在汤姆逊论述电子的第一篇论文[83]出现后两个月强调指出的：“在匀速运动中没有损失；在加速运动中能量损失率是常数。”尽管如此，他希望有一条出路：“可能出现这种情况：分子中稳定轨道运动的构成，使所有分子内离子或电子的加速度的矢量和很小，那时它将没有辐射，或者非常之小，因而这个稳定的运动将是永恒的。”这种矢量约束确实减少了

① 我对恩肖的了解均来自比尔·斯科特（B. Scott）的文章。[96]

辐射，但对于达到目的当然还是不够的。

有意义的是，这之后不久[98]，拉莫尔把他的陈述作得更加精确：“这里的意思是，这些电子被圆环中心的一个符号相反的电子的吸引所约束，否则，它们相互的排斥力和离心力会促使它们分散开来。”这样，早在1900年人们就模糊地感到一个真理在向人们作出暗示，但这仅仅是暗示。还迫切需要其他一些东西。电子的运动应该能解释为什么从原子发射出的光谱由一系列尖锐的谱线所组成。金斯[99]早在1901年就强调了这个标准，但他当然不是唯一一个不能妥善处理它的人。最后，还需要解释周期表所显示的周期性。 182

总而言之，这是一项令人敬畏的任务。1900年，拉莫尔[100]对此说得很好：“其中的难题并不是要求有一个非常精确的包括化学作用的所有复杂性的结构，而是要弄清楚，为了把原子那些普遍作用的主要特点相互联系起来，必须要有多少个假说。”因此，那时的模型建筑师们在无数的判据中总是睁只眼，闭只眼，也就没有什么奇怪的了。

下面让我们简要地看看他们有哪些具体的想法。

4. 粒子对模型。 1901年金斯作了一个假设，[99]它“不应被判断为一个取得最终真理的尝试”，而是“也许会[给出]真正真理的某些预兆”。他建议原子是电中性的，因为它除了电子外还包含着质量相同而电荷相反的另外一种粒子。然而，“在大部分物质性的现象和光的发射中(如塞曼效应所证实的)，负离子[电子]的优势似乎暗示，正负离子在某些方面的区别比符号的区别更重要”。金斯想到，也许正负电子对在空间的指向是这样的：正粒子总是指向内部，这样就不容易被驱逐出去，但他也认识到，这一设想不容易达到，因为每一个有一定方位的粒子对，相应地应该有一个同样可能的构型，其中粒子对成员的作用是颠倒过来的。他猜测，在这两种构型之间的差异“只能由初始条件中的区别而产生”。金斯的模型对解释光谱作了一次不成功的尝试。

勒纳也提出[101]每个电子与一个“正的基本量子”配对，但这个正

的基本量子有个“显然较大的质量”。[102]他称这样一个粒子对为“dyn-amid”。他的论文因第一次陈述了这样一句话而值得载入史册：“**原子几乎完全是空的**”。“例如……一立方米的固体铂所占据的空间是空的……就像天空是空的一样。”他是从阴极射线毫不费力地横穿大量原子这样一个现象得出这个结论的。金斯和勒纳对化学特性都没有作任何解释。

5. 行星模型。20 世纪 20 年代，龙格(C. Runge)曾追忆 40 年前和凯泽尔从事光谱研究的往事。他回忆了向赫姆霍兹请教有关他和凯泽尔所凑出的几道光谱公式的情景。赫姆霍兹“坐着想了一会，然后我听他说道：嗯！是的，行星，那又怎么样呢？行星，——啊呀，不，那样似乎不成。”[103]

183

由此可见，原子的形象有点类似于太阳系这种想法在卢瑟福发现原子核之前很久已经出现了。我再给出几个例子。

1901 年佩兰[104]指出：“每一个原子可能由一个或多个带正电的太阳……和一些带负电的小行星所组成……如果原子相当重，那么离中心最远的微粒——如太阳系的海王星——只会被电子的吸引力勉强地拉住……极轻微的外力就会把它拉出系统之外；阴极射线[电子]十分容易得到，以致[这些]物质呈现自发的放射性。”这是那个时期典型的又稳定又不稳定的隐喻的一个极好例子。

以 1903 年为开端，东京大学物理系教授长岗半太郎(Nagaoka Hantaro)[105]提出一种土星原子，其电子在围绕一个中心体的一个或多个圆环上运动。光谱被假设为电子在圆环运动中不同的摄动所致。这个工作曾有幸被彭加勒[106]和卢瑟福[107]引用过。但人们很快认识到，长岗半太郎的土星原子是失败的，因为这种原子严重地不稳定。

最后，贝克勒尔的学生瑞(F. Re)提出有关原子形成的看

法[108,①]:"看来应当是这样的:假定组成原子的粒子在某个时候是自由的,它们组成了一种极其稀薄的星云;以后它们把自己集结在凝聚中心的周围,并产生一些无限小的太阳,经过进一步的收缩过程,终于得到稳定和确定的形式。这就成为我们所知道的元素的原子,它们好像是一些烧尽的小太阳。一些较大的没有烧尽的太阳,就成为放射性物体的原子。"

1897 至 1913 年可以分成两段不同的时期。第一段时期人们相信原子中的电子数量是巨大的;第二段时期,人们认识到这个数量与原子序数的数量级一致。这个变化是由汤姆逊在 1906 年完成的。

6. J. J. **汤姆逊,理论家。**迈耶(A. M. Mayer)是一位杰出的自学成才的知名物理学家。他从未得过一个经过考核的学位。"他听到的第一个物理学讲座是在 21 岁时他自己所作的讲座,那时他是马里兰大学物理学科的助理教授。"[109] 他研究成果丰富,[②]与瑞利、雷诺(H. V. Regnault)和廷德尔(J. Tyndall)私交不错,是亨利(J. Henry)的朋友,还是霍博肯(Hoboken)的史蒂文斯学院物理系的缔造者(那时这个实验室是受资助最多的实验室之一),一种新的抛饵小钓鱼杆 184 的发明者,美国科学院和其他学术机构的成员。迈耶乐于设计"简单、有趣和廉价的实验,供各种年龄段的学生使用"。[110] 在这些设计中——他的研究记录在两篇论文里[111]——有两个的标题都是《浮磁体》,我们对它们特别有兴趣。在这些文章里,迈耶描述了"一系列实验,它们说明了原子力的作用,以及分子中原子的排列,它们采取了如此令人愉快的方式,以至于我以为这些实验应该被那些学习和教授物理学的人们所了解"。汤姆逊[87] 在西利曼讲座中这样描述迈耶的实验:"一些小的磁体飘浮在一个盛水的容器中。磁体是磁化成相

---

① 详见参考文献 108。

② 参考文献 109 有他出版物的目录。

等强度的钢针，它们被分别插进小块软木塞而飘浮着。磁针的正极或者都在水面之上，或者都在水面之下。这些正极如同粒子一样，它们之间的排斥力随着距离①而减小。吸引力则由悬在水面上一定距离的负极（如果小磁针的正极在水面上）来提供。这个磁负极将对悬浮小磁针的正极施加一个吸引力，其平行于水面的分量是径向的，指向中心 0，这是负极[力]在水面上的投影；如果负极在水面之上一定距离，则指向 0 的力分量值将非常近似地正比于到 0 的距离。”

迈耶从实验中发现，n 个悬浮磁针的最稳定的构型有着非常显著的“壳层”特性。当 $n=5$ 时，它们排列成一个简单的正多边形；当 $n=6$ 时，一个磁针就移动到中央，而其他 5 个保持正多边形。当 $n=15$ 时，磁针排列成 3 个壳层：15=9+5+1 等等。

迈耶的结果发表于 1878 年，W. 汤姆孙（开尔文）立即就此作出评论，认为它们“在涡旋原子的理论中极为重要”。[112] J. J. 汤姆逊在他的 1882 年获亚当斯奖的文章中也专门为此写了一节，并希望这个思想能让他学到一些有关多涡旋原子的东西。1897 年，在论述阴极射线性质的文章[83]中又返回到这个问题上：“研究了这些磁针形成的不同的结构后，发现它们似乎暗示着与周期律有关。”正如我们将看到的，以后几年里迈耶的磁针将启发汤姆逊建立一个原子结构的理论。

测定了阴极射线的 e/m 以后，40 出头的汤姆逊已经发表了大约 60 篇论文（其中约有一半属于理论课题）和 4 本理论方面的书籍。②我对他早早就雄心勃勃要成为一名理论家从不怀疑。正如他的儿子所描述的那样：“J. J. 大部分时间坐在麦克斯韦坐过的位置上，做着数学……在我们现在所关心的那个时期，有两个主要领域……引起了 J. J. 的注意。一个实际上是用新近发现的电子去重写物理学。……另一个是超越麦克斯韦。”[116] 显然，麦克斯韦是汤姆逊的智慧宝

185

① 他的意思是随着距离的平方。

② 汤姆逊的文章从未以文集形式发表。文献目录见参考文献 114，此外一个补遗见参考文献 115（这个目录也还是不全的）。

库。在风格上，这两个人完全不同："[J. J.]总是喜欢深思一种理论可能解释什么，而不是它不可能解释什么……在摆脱他不想接受的结论时，他总能提出各种各样的建议，以至于在与他交谈时，一些极其重要的实验想法会很快消失……J. J. 倾向于不让他的原子理论成为教条。事实上，他的确准备改变它们，有时在没有完全弄清楚之前就已经把它们一笔勾销，而即使是以前已经写好的东西，到时他也考虑非要取消不可。"[117] 尼尔斯·玻尔后来谈起汤姆逊建构模型时说道："我们并不需要非常正确，只要有那么点儿像就可以了。"[118]

在评论了磁针和周期表之后的 6 年里，汤姆逊写了 25 篇论文，几乎都是实验方面的，其中有一些十分重要；直到 1903 年，他才再次转回到原子结构的研究中。头一年，开尔文在一篇不重要的论文中提出："正电荷均匀地分布在假定为球形的原子体内"。[119] 汤姆逊现在也采取这个图象。[120] 正电荷密度 ρ 等于 $3Q/4\pi r^3$，其中 r 是"原子的半径"，Q 是总的正电荷。一个球内距离中心 a 的电子经受一个回复力 $(4\pi\rho a^3 e/3)/a^2 = eQa/r^3$——与迈耶的磁针的线性力的定律相同。根据恩肖的定理，[121] 汤姆逊令他的电子都以一个共同的匀角速度 ω 旋转。在电子数 n 较小的情况下，他为三维电子构型作了几种计算。另外他还考虑了所有电子在一个平面中运动的更简单的情况，电子以相等的角度间隔分布在一个或几个环形轨道上。

对这个模型（有时称为葡萄干布丁模型），汤姆逊（1903 年）考虑了拉莫尔早先[93]提出的辐射损失的问题。他的推理大意如下。开始忽略辐射，n 个电子在一个圆环上都以匀速度 $v=\omega a$ 运动。辐射扰乱了这种匀速的运动。问题是：如何把每个电子的辐射与原先以同样速度 v 在同样轨道运动的单个电子（即 $n=1$）的辐射相比较？有许多遏制辐射的因素，例如，$n=6$ 和 $v/c=1/10(1/100)$ 有一个 10^{-7} (10^{-17}) 的遏制因子。这里为一个足够稳定的原子提供了一个尚不圆满的希望。

在下一篇论文[122]（1904 年）中，汤姆逊在研究时试图利用这种辐

射能量损失。他注意到只有当 v 比一个临界值大时，某些电子的构型才是稳定的。“由于运动粒子的辐射，它们的速度将慢慢地——非常慢地——减小；经历一个长时间的间隔后，当速度达到了临界速度时，就将出现一些相当于粒子爆炸的情况……以这种方式得到的动能足可以把这个系统送出原子外。这样，就像镭的情形一样，我们将会得到射出的部分原子。”

186

虽然他当时或以后并未在任何细节中涉及原子光谱，他还是写出了关于镭的研究，这正是汤姆逊的风格。

然而，在 1904 年的论文中，他确实提到一个结果，在他看来这个结果似乎提示着周期表中的规律性。他的计算显示，甚至在没有辐射效应的情况下，在单环形轨道中 $n>6$ 的粒子的稳定运动也不能持久，不论它们运转的速度如何。像迈耶的磁针构型一样，对于 $n>6$ 的情况，电子全部位于单个圆环的稳定性比分处一套同心圆环的稳定性要差。他特别注意到，如果外环包含有 20 个电子，那么分布在内环上具有 39，40，……，47 个附加电子的所有构型都是稳定的（当然，总是除了辐射之外）。他还建议，含有 59，60，……67 个粒子的这些组合，可能对应于连续 9 个元素的序列，它们以一个惰性气体开始，以下一个惰性气体收尾。最有代表性的是，汤姆逊竟对大约 60 个粒子的元素和系统之间作出了类比；在同一篇论文中，他还“设想，一个原子的质量是它所含的粒子的质量之和”。

1905 年，汤姆逊在皇家学院就这些想法作了演讲，他对迈耶的磁针构型的论证一定会使他的听众感到欣喜。[121] 概括地讲，到此为止，他总共持有三个模糊的想法：一个是辐射的损失，一个是放射性，一个是周期表。

1906 年在汤姆逊的一生中是非常重要的一年。6 月份他的一篇论文发表了，其中包含了伟大的发现，也许是他作为理论家的最伟大的发现。[123] 他指出，“一个原子中的电子数……与物质的原子量有相同的数量级”。对于氢来说，这个数“不会比 1 大多少”。而且，“正电荷的载体的质量不能比 nm 小，nm 是负电荷载体的质量”。那年 12

月，他由于“公认的在气体电传导方面的理论和实验研究的伟大功绩”而得到诺贝尔奖。[124]一周之后人们庆祝他的50岁生日。

汤姆逊通过三个独立的方法，得到每个原子的电子数 n。第一，他为单原子气体折射率推导出一个公式，①并把他的结果（通过一个较为间接的论证）与氢的实验数据作比较。第二，他假设原子内部的电子是自由粒子，然后把X射线被气体的散射看成是由原子内部的电子引起的。他还应用了一个在别处推导出的结果[125]：X射线束通过散射物质每单位路径长度能量的损失由 σNn 给出，其中 N 又是每单位体积的原子数目，σ 由下式给出：

187

$$\sigma=\frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \tag{9.5}$$

他又把这个答案与其他可以得到的数据相比较。② 最后，他讨论了 β 射线在物质中的吸收，假定这一吸收是由于具有固定中心的原子内部电子的单次散射引起。他算出了吸收系数，并把它与 $v/c\simeq0.5$ 的 β 射线在铜和银中的吸收数据相比较（数据由卢瑟福得出）。他从三种方法得到的总结论是：每个原子的电子数大约在原子量的0.2到2倍之间。

这些计算大都是初始的。带正电的球体所可能产生的影响被置之不顾；电子被处理成自由的。在第三种方法里，原子中电子的运动被忽略了，多次散射也被忽略了。而且，假定 β 射线遵从一个指数式的吸收定律，正如在前一章中已经详细讨论的，也远非正确。汤姆逊

---

① 假定电子为自由电子，汤姆逊发现对于频率 ν 的光的色散公式：

$$\frac{\mu^2-1}{\mu^2+1}=\frac{NQ(Me+mQ)}{\rho(Me+mQ)-Mm\nu^2}$$

μ 为折射率，N 为每单位体积的原子数，m 为电子质量。M、ρ 和 Q 分别是带正电的球体的质量、电荷密度和总电荷。在零频率情况下，ρ 被消去以有利于 μ。n 数进入公式，因为 $Q=-ne$。

② 这些数据由巴克拉新近所得；有可能这些数据成为激发汤姆逊完成1906年论文的决定性因素。

本人不久以后就试图改进他的计算。① 无论如何,他1906年的论文必定被认为是一个重大的进步,事实上,它是原子结构物理学方面第一篇具有实质性价值的论文。1909年,年轻的玻恩(M. Born)称汤姆逊的工作是"一部光辉灿烂的原子交响曲的钢琴华彩乐段"。[127]应注意到这一点:汤姆逊的(9.5)式在量子场论中(包括重整化纲领)被作为康普顿效应的零能量极限幸存下来。σ将永远被称作为汤姆逊截面。

倘若他说出另一个明显的结论,那将会更加提高汤姆逊1906年论文的地位:如果一个氢原子中的电子数事实上就在1附近,那么原子的辐射稳定性就会出现危机。但这不是他的风格。

1906年是汤姆逊作为一个理论家的最后激动人心的岁月。1913年他在一篇不怎么重要的文章中[128]回到原子问题。由于对稳定性问题显然不满,他提出库仑定律在小距离情况下的修正,并试图从经典动力学来推导普朗克常数。对这篇文章没有必要再作详细描述,只指出以下几点:

188 一句话也没有提到氢原子;

一句话也没有提到卢瑟福;

一句话也没有提到尼尔斯·玻尔。

1913年9月,汤姆逊在大不列颠协会的会议上宣读了他的论文(在下个月的索尔维会议上又作了扩充[129])。然而,两年以前卢瑟福就已发现了原子核,而在1913年初,玻尔揭开了氢原子的秘密!

在第10章我还会简短地提到汤姆逊。但现在我要离开他,转向卢瑟福。

(d)恩斯特·卢瑟福,理论物理学家

---

① 劝读者查阅赫尔布朗的一篇论文[126],它更详细地论述了汤姆逊的1906年计算以及以后更精心的改进。

1910年12月14日,卢瑟福给他的朋友博特伍德写信说:“我认为我能设计一个比J.J.汤姆逊原子优越得多的原子,用以说明和解决α粒子和β粒子的问题;同时我认为,它或许将极好地符合实验数据。”[130]

1906年在蒙特利尔时期,卢瑟福就第一个观察到[131] α粒子在物质中的散射(见第3章)。第二年他离开加拿大去英格兰,于1907年7月到达曼彻斯特。10月他担任了该城维多利亚大学朗斯沃席物理学(Langsworthy)教授的职务。他最早的行动之一是理出一个“可能研究”的项目清单,其中之一是“α射线的散射”。[132]这是他与盖革合作的几个课题之一。盖革从1906年起就一直在曼彻斯特,是卢瑟福的前任舒斯特的助手。

1908年6月,卢瑟福给皇家学会送去两篇文章。第一篇是与盖革的联名论文[133],文中指出一个α粒子电荷的数量为一个电子电荷大小的两倍,这已经在前边描述过了(第3章)。第二篇是盖革独立完成的文章,一篇关于α粒子散射的初始的摘记。[134]他的辐射源是从几毫克溴化镭($RaBr_2$)中射出的一束很确定的α射线,散射体是一块薄金箔或铝箔;用闪烁计数法来检测α粒子。两种材料都用来作过观察,但是更多的是用金箔(箔片厚度相等)。盖革得出结论:“某些α粒子被偏转到一个相当大的角度……更充分的研究将使我们能够从理论的观点探索这一结果。”

大约半年之后,卢瑟福去斯德哥尔摩接受诺贝尔化学奖。在为他举办的午餐会上,米泰克-勒福勒尔①(Mittag-Leffler)用这样的话向他致意:“卢瑟福先生知道如何应用数学进行工作……他知道如何计划和实施实验……他将无疑做出许多发现。”[135]这是对以后两年中将要发生的事情的最好的祝辞,在那段时间卢瑟福的科学生涯达到

① 米泰克一勒福勒尔:瑞典数学家,1881年任斯德哥尔摩大学数学教授,于1882年起创办国际性数学杂志《数学学报》,自任主编45年。对数学分析有许多贡献。——译注

了顶点。

189 这个顶点开始于1909年初的一天，当卢瑟福步入盖革的房间的时候。房里还有盖革的年轻助手，一个20岁的大学本科生，后来他被描述为“和蔼的、顽皮的、从不叫人讨厌的、动辄引人发笑的人，在科学上充满乐趣和激情”。他的名字叫马斯顿(Sir E. Marsden)。①接着发生的事马斯顿本人已作了回忆：“有一天卢瑟福走进房间，当时我们正在那儿计数 α 粒子，他转向我说：‘你们用一块金属表面直接反射 α 粒子，看能否得到什么效果。’我不以为他期望得到什么结果，但这个‘预感’正如其他诸多‘预感’一样，说不定会使我们观察到一些东西……令我惊奇的是，我确实观察到了期待中的效果……我清楚地记得一星期以后，当我在通向卢瑟福私人房间的楼梯上遇到他时，向他报告了这个结果。”[137]

这些发现被记录在1909年5月由盖革和马斯顿提交的一篇论文[138]中。粒子辐射源是镭射气(Rn^{222})。还是利用闪烁计作为探测器。它们的 α 束准直得不是太好。主要的结论是：“大约有1/8000的入射 α 粒子被反射”，亦即是我们所讲的散射超过90°。文章中也含有被散射的 α 粒子的总数目的初始信息，他们还把这一散射视为散射箔金属的函数。

在卢瑟福最后的几次演讲中，有一次(它有一份记录)描述了他对这个反向散射效应的反应：“这确实是我一生中所遇到的最难以置信的事件。它就仿佛要你把一个15英寸的炮弹打到一张薄纸上，而炮弹居然会弹回来打到你。”[139]②

从当时流行的原子模型的观点来看，这的确是一个令人震惊的结果。想像一下，一个以每秒1万公里的速度行进的硕大的 α 粒子

---

① 对于恩斯特爵士的生活和工作的说明，见参考文献136。

② 迪弗森(S. Devons)和戈德哈伯年轻时都在卡文迪什听过卢瑟福的讲课，他们都告诉我他们记得卢瑟福用类似这样的语言描述他的惊讶。我们无法知道这个形象的比喻最早在什么时候第一次打动了卢瑟福的心。

撞击到一群极小的电子和一团正电荷上，它会正好弹回来！在 1906 年，当卢瑟福观察到在 0.003 厘米厚的云母薄片中 α 散射角接近 2° 时，他就已经注意到这“可能要求在这个距离上有一个大约平均每厘米 10^8 伏的横向电场”。[137]但是现在，角度大于 90°，这倒底是怎么一回事呢？

早在 1910 年，盖革就针对他与马斯顿的结果写道：“现在来讨论用以解释[大角散射]的假设似乎是不合适的。”[140]在那时，盖革可能知道导师正在酝酿一种想法。平静一直持续到 12 月，那时卢瑟福写了封信给博特伍德，我前面已提到过。[130]1910 年末或 1911 年初的情形，盖革自己的回忆大致是这样的：“有一天[卢瑟福]来到我的房间，心情显然非常之好，他告诉我他现在知道这原子是怎么样的了，以及大角散射意味着什么。”[141]1911 年 3 月 7 日，卢瑟福把他的主要结果呈交给曼彻斯特文学和哲学学会。[142]具有决定意义的文章出现在《哲学杂志》[143]5 月号上。 190

卢瑟福感到非要做理论物理学不可，这是因为、也仅仅是因为如果不这样，他就不能解释他自己的或来自他实验室的实验数据。我认为，他十分不习惯于有大量基础的理论结果，尤其是当这些结果具有猜测性特征的话。因而他对玻尔原子量子论的早期反应是三缄其口(后来更其如此)。当时有一个(有一个见证人作了记录，时间是 1910 年)关于卢瑟福就相对论挖苦维恩的故事。在详细论述了相对论的一些观点之后，维恩对卢瑟福说没有一个盎格鲁一撒克逊人能够理解它。对此卢瑟福笑着说，的确不理解，这里边含义太丰富了。[144]好的轶事就像好的漫画，它通过隐去完整的描绘而展示出真理的各个方面。尽管如此，卢瑟福偶尔挖苦高超的理论家和精妙理论的事，有据可查的也不少。

我从未有幸见到卢瑟福(我刚高中毕业，他就去世了)，但是从玻尔以及他的一些学生那儿，我听到有关他的一些传说，也读了不少他的书。他为人忠厚，没有废话(一个妄自尊大的官员说过：“他就像一

个欧几里得的点，只有位置而没有大小"[145]），体格强壮。我还想再讲一个关于卢瑟福的故事。有一次卢瑟福向他的学生讲述与一位主教在一次午餐会上的谈话。那位主教问他在他出生的新西兰南岛上住有多少人。卢瑟福告诉他大约 25 万。那位主教十分惊诧，因为特伦特河畔斯托克①的人口就有 25 万。"于是我告诉他，"卢瑟福停了一下，和善地看看[他的那群学生]继续说，"我希望你们这里没有一个人来自特伦特河畔斯托克。我告诉他：'也许这人口数正好是特伦特河畔斯托克的人口数，但是我告诉你，先生，新西兰南岛上的每一个人能够在每天早饭前就吃光整个特伦特河畔斯托克的居民，而且还没有吃饱！'。"[145]

让我们回到卢瑟福的理论工作上来。1902 年他作出第一个重要贡献，和索迪一起提出了连续放射性衰变的公式，称之为转变理论（第 6 章）。1909 年初，当他认识到处理少量样品的数据需要更多的概率理论时，这位诺贝尔奖获得者选择了兰姆讲授的这一课程。[146]他最杰出的理论贡献当然是 1911 年论述 α 粒子以及 β 粒子的散射的文章。我将不讨论他对 β 散射的评论，因为当时 β 散射的研究还未成熟，②这与第 8 章讨论 β 吸收的情形很相似。

191

有 N 个电子的卢瑟福原子模型，"在它中心有一个 $\pm Ne$ 的电荷……为方便起见假设其符号是正的"。他注意到，α 散射的最后答案不依赖这个符号的正负。（它似乎曾经有过原子有一个负中心电荷的奇特的想法，因为他认为负的核心会更容易解释 β 射线的吸收。[148]）（正）中心电荷被一个球体包围着，电子的负电荷 $-Ne$ 均匀地分布在球体上。这最后的假设实际上与他的 α 散射理论并不相干，因为在处理点状中心电荷（我们常把它说成是裸原子核）对一个点状

---

① 特伦特河畔斯托克(Stoke-on-Trent)：英格兰斯塔福德郡一区(城市)。包括称为陶乡的工业区。面积 93 平方公里，人口约 25 万。——译注

② 有关卢瑟福关于 β 散射的工作，请看赫尔布朗的文章[147]，其中包含了对 1911 年早期论文的评论。

的 α 粒子的作用时,他采用了近似法,忽略了中心电荷的反作用。

我不知道是什么花了卢瑟福那么多的时间:是他与汤姆逊模型伟大的决裂(卢瑟福在他的论文中有礼貌地提到了汤姆逊模型),还是对截面 $\sigma(\vartheta)$(他本人未使用这个术语)的实际计算($\sigma(\vartheta)$ 指的是 α 粒子在一个 ϑ 角度散射的截面)。这个计算现在是大学牛顿力学中关于 $1/r$ 势双曲线轨道的一道练习题,即使在当时也一点不难;但卢瑟福不能被称为一位有造诣的数学家。然而,比他为什么会花费那么多时间更为重要的是,他确实花费了这些时间。答案是明摆着的,但没有人找到他,至少据我所知是这样的。

用现代的符号表示,卢瑟福的结果可以写为

$$\sigma(\vartheta)=\frac{(NeQ)^2}{4m^2v^4\sin^4\vartheta/2} \qquad (9.6)$$

其中 v,m,Q 分别是 α 粒子的速度、质量和电荷。

"卢瑟福散射截面"(9.6)式包含的信息显然比这些数据多得多。卢瑟福证实了他的理论在定性上符合盖革和马斯顿[138]的大角度散射("观察到的散射大致与理论期望相符"),与原子序数相关,以及符合盖革有关平均的 α 散射角的结果。[140]在这之后,卢瑟福在他文章的最后评论道,进一步的讨论将被保留到"当理论的主要推论已由实验所检验之时"。盖革记得,"可能就在同一天[就是卢瑟福走进他房间的那一天,见上],我开始检验卢瑟福预言的粒子数和散射角之间的关系"。[141]这些实验又是盖革与马斯顿合做的,完成于 1912 年末,得到的结果令人满意。① 192

让我们暂时离开历史走入现实。

卢瑟福模型最早的成功不仅是他伟大的独创性的标志,而且也表明他运气亨通。当时所有的数据都是 α 粒子从多核电荷的靶子上低能(≈5Mev)散射时得到的,因此可以忽略原子核的库仑势垒的穿

① 结果最早发表在《维纳报道》(*Wiener Berichte*)上,[149]不久又在《哲学杂志》上发表。[150]在特雷恩[151](T. Trenn)的一篇有趣的文章里注意到了这两篇文章的细微差别。

透，于是由强相互作用引起的与卢瑟福公式的偏离，仍然处于隐蔽状态，这样处理没有任何问题。而且 α 粒子的速度快到足以判明可以忽略掉原子中那些电子的散射效应。对于库仑势来说，经典的和量子力学的散射截面至少在非相对论的极限内是一致的(盖革一马斯顿的数据当然适用于这一公式)。最后，想一想如果卢瑟福和他的合作者们把 α 粒子发射到一个充满氦的容器里，其结果真会让人不寒而栗！

此后，卢瑟福公式有了许多精细的改进：原子中电子对原子核的库仑场的屏蔽，原子中电子自身对散射的贡献，自旋和相对论效应，有限原子核大小的影响，固态效应——以及强相互作用的影响等等。在这些修正中，只有最后一项在以后还要再次讲到。

当科学中的原子核时代来临时，时代的大钟还没有扬起穿越宇宙的轰鸣。

我发现人们对卢瑟福 1911 年文章反应冷淡，这一点儿也不令人奇怪。尽管这是一项根本性的进展，但他的模型仅仅强调了这个人们已经知之颇多的原子的一个特点：正电荷的定位。就 α 散射而言，电子在他的论文中一点不起作用。那么其他模型构造者的难题该怎么处理呢？电子轨道的辐射稳定性、光谱、周期表……该怎么处理？卢瑟福显然知道这些问题，他有绕过它们的洞察力。就如他在文章中写到的：“原子稳定性问题在这一阶段不需要考虑，因为显然，这依赖于原子的精细结构以及带电组成部分的运动。”

如前所述，因为卢瑟福宁愿等待并看一看[152](9.6)式是否在细节上都正确，所以不用奇怪，为什么在出席 1911 年索尔维会议时，他一直对自己的模型保持沉默。在他那本于 1912 年 10 月完成的论述放射性的书中，他第一次，也仅仅是一次用了“原子核”这个词汇：“原子必定包含一个高度带电的核。”[153]盖革一马斯顿刚刚得到的新结果[150]被提到了，但只是一带而过。[154] 1913 年来到曼彻斯特的安德雷得写道：“卢瑟福似乎没有立即认识到他的发现是划时代的，但结果却正

193

是如此。"[82a]在第二届索尔维会议期间(1913 年 10 月)卢瑟福作为会议的参加者,简要地讨论了核式原子[155]。他第一次有说服力地在物理学会议上讲述这个课题,是 1914 年 3 月,在一次皇家学会讨论原子结构的会议上。[156]①

在第 8 章,我根据 1912 年的资料提到卢瑟福关于放射性的看法。重复一下:"原子的不稳定性可以考虑为由两个原因引起:中心质量的不稳定性和电子分布的不稳定性。前者,……导致一个 α 粒子被驱出核外,后者引起 β 射线和 γ 射线。"[157]因此到 1912 年,α 衰变第一次被正确地判断为一种核过程。在人们理解到 β 衰变也是一种核过程之前,又一年过去了。那是尼尔斯·玻尔所作的贡献,他的工作是本章的最后一个论题。

(e)尼尔斯·玻尔

> 人们总以为[光谱是]神奇的,但在那儿不可能取得进步。这就仿佛你有蝴蝶的翅膀,那么其色彩等等当然是非常有规律的,但是没有人想到能从蝴蝶翅膀的颜色推出生物学的基础。
>
> 尼尔斯·玻尔

1. 通向量子论的四条道路。就像通过多个方位进攻以征服领土一样,进入量子王国也同样是从不同道路前进的。第一条是普朗克的路,他全然是在 1900 年从黑体辐射定律起步的。5 年后,爱因斯坦引入光量子,这个思想与普朗克的是那么地不相容,以至于普朗克对它抵制了很久。此后一年,爱因斯坦宣告了固体的量子论,以便解释长期存在的比热反常的困难。这三条道路的相同之处是它们都起

① 其他人对核原子的早期反应,见参考文献 82a 和 147。

源于统计力学。当然，也暗示需要新的动力学，但还不清晰。然而，在 1906 年爱因斯坦又前进了一步。他写道："我们必须把以下定理考虑为普朗克辐射理论的基础：一个[线性物质振子]的能量只能采取 $h\nu$ 的整数倍数值；在发射或吸收中，[这个振子]的能量跳跃式地改变，其值是整数乘以 $h\nu$。"[158]

在第四条道路，即动力学道路上跨出的第一步是由玻尔完成的。

194 **2. 早期论文。**尼尔斯·玻尔 1885 年生于哥本哈根。他的父亲是一位杰出的生理学家，母亲则出身于一个有文化的、富裕的犹太银行家的家庭。尼尔斯的家庭关系总是很亲密，这是我在 1946 年偶然注意到的，当时我见到他与弟弟哈拉德(H. Bohr)在一起，哈拉德是一位有名望的数学家。在场的还有汉娜·阿德勒("汉娜姨妈")，他母亲长命的姐姐，当时年近九十。(我第一次见到尼尔斯·玻尔是在 1946 年 1 月，当时我是作为博士后研究员来到哥本哈根的，我已在别的书中记述了有关我同他相识的个人回忆。[159])

玻尔于 1903 年进入哥本哈根大学。1906 年因对振动液体喷注脉动的理论和实验研究而得到一枚丹麦皇家科学院的金质奖章。这项工作使玻尔在英国皇家学会刊物上发表了两篇文章。1911 年 5 月，他的题为《关于金属电子理论的研究》的文章为他赢得哲学博士学位。这项研究得非常透彻的工作的基础是洛伦兹的电子论。那时，玻尔已经认识到经典描述的局限性。特别是他在文章中提到的两个困难，一个是比热①的奇怪的行为，另一个"必须假定，麦克斯韦一洛伦兹方程不是严格满足的"，因为它们不能解释高频黑体辐射。对于 J. J. 汤姆逊和金斯试图对这个行为给出一个经典解释的尝试，玻尔写道，"这……看来是不正确的"。在这些困难之外，玻尔增加了一个他自己发现的困难："在电子理论目前的发展阶段，用这个理论去解释物体的磁性看来是不可能的。"我发现在这篇文章中一

① 参看本章第 3 部分(b)节。

点也没有涉及光谱学的问题。①

我在哥本哈根的第一次逗留是在1946年的1月到8月。之后我去了普林斯顿，途中回到家乡荷兰度过几个星期。在荷兰逗留期间我有机会拜访了物理学家福克尔(A. Fokker)，他和玻尔是同时代的人。我告诉他我在丹麦的最新经历。福克尔于是回忆起他与玻尔在1913年前后的接触。我发现他的故事是那么地有趣，所以在拜访后，我作了访问笔记，尽管这与我以往的习惯相悖。我的简短的笔记，部分涉及到玻尔在英格兰的最早经历。1911年10月他去了剑桥，希望与J.J.汤姆逊一起工作。他的英文知识在当时非常有限。现在转回到我的笔记。“与福克尔一起在哈勒姆②参观。按照福克尔的说法，玻尔与J.J.的第一次会面是这样的：玻尔进来，打开J.J.的书《气体导电》的某一页，指着一道有关传导电子的抗磁性的公式，有礼貌地说：‘这是错的。’以后的几次经历也差不多，直到J.J.宁愿绕道走弯路也不想见到玻尔。”罗森菲尔德(A. Rosenfeld)后来告诉我一个非常相似的故事。在他去世前不久，玻尔说：“我把剑桥看作是物理学的中心，把汤姆逊看作是一个最奇妙的人。令人失望的是，汤姆逊不太喜欢知道他的计算不准确。那也是我的错，我的英文不好，因此我不知道如何去表达我自己……在剑桥所有的事情都是非常有趣的，但绝对毫无用处。”[161] 与J.J.缺少接触，使玻尔特别失望，因为他当时以及后来，都把J.J.看作是一个伟大的人物。不过玻尔在剑桥一直很忙，参加讲座，写关于金属电子论的短文章，阅读《匹克威克外传》(一本他始终喜爱的书)以便改进他的英文。 195

3. 曼彻斯特。“我第一次亲眼见到并聆听卢瑟福作报告的伟大

① 这篇文章的英文翻译见参考文献160。

② 哈勒姆(Haarlem)：荷兰北荷兰省省会。临斯帕尔讷河，距北海7公里，在阿姆斯特丹市西侧。——译注

经历,发生在剑桥,1911 年。"玻尔回忆道。[162]卢瑟福在那年 5 月发表了他的新的原子模型的报告。“汤姆逊完全不同意这一模型。”玻尔想立即去曼彻斯特工作的计划不久就实现了。他于 1912 年 3 月中旬到了曼城,一直呆到 7 月末。在这几个月里,他在放射性实验技术方面的学习成了他的副业,意义深远的是他的理论工作。有关这个工作的详细分析请在本章末的“原始资料”中去找,我这儿只讲述他在那段时期得到的两个结论。

当时也在曼彻斯特的达尔文(C. G. Darwin)(生物学家达尔文的孙子),利用卢瑟福核式模型,刚刚完成了一个关于物质中 α 粒子能量损失的理论论述[163]。这个过程几乎完全起因于与电子的碰撞,因而特别重要,因为它对于几乎完全起因于核的 α 散射是一个很好的补充。在半径为 r 的球中,他把原子的 n 个电子看成是自由的,由此推导出一个依赖于 n 和 r 的速度一射程的关系式。利用可以得到的数据,达尔文发现 r 值与气体分子运动论的估计值有很大出入。尤其是“在氢的情况中,考虑到在原子中只有非常少的电子,看来表达 r 的公式不可能成立;如果它成立,那就几乎可以精确地得到 $n=1$”。

玻尔认识到引起麻烦的原因是达尔文忽略了电子的结合,在大的碰撞参数情形下更其如此。于是玻尔发表了一篇文章,考虑了这种结合。[164]他的工作是一个杰出的进步——但仍需改进。后来他自己对此作了改进。就我们的着眼点而言,他的结论中有一点最引人注目。

“如果我们采取卢瑟福原子组成的概念,我们便看到,α 射线的吸收实验**非常强烈地暗示着**一个氢原子在带正电的核外只包含一个电子。”

196 上句中的黑体是为了强调,在玻尔推导出巴尔末公式之前不到一年,他近乎相信氢原子是一个单电子系统,但还不完全肯定。

玻尔在他的学位论文中用的那些方法对他论述 α 吸收的文章非常有帮助,这篇文章在他早期的金属研究工作和从未中断过的对原子内部结构的思考之间架起一座桥梁。当他还在曼彻斯特的时候,

就已经开始紧张地研究原子内部结构这一难题。这些早期的成就一直未被发表，但保存在他准备给卢瑟福看的题为《论原子和分子的组成》的备忘录中。[①] 这个文件包含了 1913 年关于原子和分子结构的几个理论萌芽。它一开始就对汤姆逊计算作了最后的清算，因为玻尔发现了电子环的新的不稳定性（不计辐射损失）（该电子环不在汤姆逊的正电球内运动，而是在卢瑟福的核场中运动）。[②]

然后，转折点到来了。

玻尔注意到，在这个模型中不能决定原子半径，也不能决定原子中电子的轨道频率。因此，他在备忘录中陈述，"我们将引入……一个假设，由此可以决定所涉及的各种量。那个假设就是：对于任何稳定轨道（自然原子中出现的任何轨道）在电子的动能与转动时间之间将有一个明确的比例。这个假设——现在并不尝试对它给出一个力学基础（**因为这似乎是没有希望的**）——被选择为唯一的可能解释全体实验结果的假设，这些实验集合起来并似乎能够进一步证实由普朗克和爱因斯坦提出的那些辐射机制的概念。"

被我加重点号的那些字，是经典物理学不足以解释原子的第一次清晰表述（用当代语言）。玻尔有点上路了，但还缺少一个关键性的因素：在这个文件中一点没有涉及光谱，更不要说巴尔末公式了。那些都是在他回家以后才出现的。

玻尔于 7 月底离开曼彻斯特回到哥本哈根。1912 年 8 月 1 日他与玛格丽特·诺伦德（Margrethe Nørlund）结婚。这是罕见的幸福婚姻之一，称得上是天造地设，当他们夫妻俩到了壮年时，还保持着旺盛的青春活力。玻尔与孩子们的关系也很密切。我把我与玻尔及他的家庭共处的日子，看成是我一生中最美好的时光之一。

4. 光谱，1903～1911 年。1913 年，玻尔弄清了光谱起因于两个

① 见参考文献 4 和 165。

② 这个计算还是没有避免错误。

定态(这是他创造的一个名词)之间的跃迁。如果是中性分子或电离 197 分子,跃迁则为带状光谱;如果是中性原子或电离原子,跃迁则为线状光谱。一个单个激发原子一般来说只产生一条单线。在那以前关于光谱起源都流行着哪些想法呢? 以下是一个实例,它或许能被扩展。我不准备对每一种观点所引用的实验论证进行一一讨论。

勒纳(1903 年)提出这个疑问:是否“在所有时间里每个原子中都存在着与它光谱系列一样多的振动系统,换言之,是否每个激发原子同时发射光谱中的所有系列”。[166]他的结论是,情况并非如此。

J.J.汤姆逊(1906 年)说道:“引起[线状光谱]的原因可能不是原子内部粒子的振动,而是原子外部力场中粒子的振动。”[167]

斯塔克(J. Stark)(1907 年)的意见是,带状光谱起因于中性物体的激发,线状光谱起因于电离原子的激发。[168]

维恩(1909 年)批评斯塔克,并声言(尤其是对单原子汞蒸气)中性原子能产生线光谱。[169]

斯塔克(1911 年)坚持他的见解。[170]

这时玻尔出现了。用他的话说,在早些日子里,光谱就像蝴蝶翅膀上的颜色那样有趣而难懂。[171]

5. 先驱者。 当玻尔通过在原子结构和普朗克常数 h 之间建立一种联系而奠定原子动力学基础时,他并没有成为指出这种联系是解决困难的关键的第一人。很久以后他曾说:“正是在茫然之中才试图利用普朗克的想法去联系这些问题。”[171]在论述玻尔的贡献之前,我们先简单地回忆一下他的先驱者。

普朗克常数首先在 1910 年被引入一个尝试性原子结构理论中,这一理论是澳大利亚物理学家哈斯[172](A. E. Haas)提出的(他在圣母大学①任物理学教授直到去世)。他的氢原子模型是一个单电子

① 圣母大学(University of Notre Dame)系美国印第安纳州南本德附近圣母院地区一所附属于天主教会的私立高等学府。——译注

(电荷为$-e$,质量为m)模型,电子以频率f在带正电荷e和半径为a的球面上作周期运动。电的吸引力与离心的排斥力相平衡:

$$\frac{e^2}{a^2}=ma(2\pi f)^2 \tag{9.7}$$

电子的总能量E是它的动能E_{kin}和势能E_{pot}之和,

$$E_{kin}=\frac{1}{2}m(2\pi fa)^2=\frac{e^2}{2a} \tag{9.8}$$

$$E_{pot}=-\frac{e^2}{a} \tag{9.9}$$

198

接着,哈斯强行引进h

$$|E_{pot}|=hf \tag{9.10}$$

他对这个关系的证明不太令人感兴趣。从(9.7)、(9.9)和(9.10)式可推论出:

$$a=\frac{h^2}{4\pi^2e^2m} \tag{9.11}$$

这正是现在称为氢原子的玻尔半径的正确表达式!

怎么会是这样的呢?玻尔理论中的量子数又在哪儿呢?回答是(马上就能清楚了)(9.10)式事实上是玻尔理论的一个正确推论,但只是对氢原子基态成立;对于一般定态,(9.10)式必须代之以

$$|E_{pot}|=nhf,\qquad n=1,2,3\cdots\cdots \tag{9.12}$$

哈斯也认识到里德伯常数R与e、m和h有关。然而他把R的表达式乘上一个数值因子是不正确的(这是因为他使用的e是一个错误的实验数值)。在他的模型中是否提到辐射的不稳定性?或者提到光谱?没有,一个字也没有。像许许多多人一样,哈斯简直不能同时对付所有迫切需要解决的问题。

然后是尼科尔森(J. W. Nicholson)①,他(当时)是剑桥的一位数学物理学家,后来成为皇家学会的成员。现在我们来谈谈他的研究。在拉莫尔—汤姆逊理论的基础上((c)节),即一个原子圆环上电子加

① 要了解尼科尔森的生平和工作见参考文献173。

速度的矢量和为零，尼科尔森在1911年论证说，只含一个电子的原子不可能存在。他提出的最简单和最轻的原子依次为氪（它实际上是高度离子化的铁①）、氢和氕（亚稳态氮），各自有2、3、4个电子。（氪的原子量假设是氢的原子量的一半，氦被认为是一种混合物）。在一系列的论文中，尼科尔森把光谱线与围绕中心电荷诸平衡轨道上的不同电子振动模式相联系。他的计算似乎适应为数众多的光谱线频率之比。在1912年6月的一篇文章中出现了以下著名的词汇[175]②“**角动量**。有可能证实普朗克理论的另一个观点，可以被简要地描述为：因为一个以现形式存在的原子系统能量的可变部分正比于$mna^2\omega^2$，能量与频率之比正比于$mna^2\omega$，或$mnav$（电子绕核运动的总角动量），因此，像索末菲③所建议的那样，如果普朗克常数h对于原子有意义，它可能意味着在电子离开或回来时，一个原子的角动量只能以分立的数值增加或减少。人们很容易想到，这种看法比通常的解释（即能量本身含有一种原子式的结构）在思想上更易于理解”。

199

尼科尔森继续计算原子的角动量（只是处于基态的），他得到$h/2\pi$的整数倍，这个倍数对于氢是18，对于氕是22。

于是，量子化的角动量以这个异乎寻常的方式进入了物理学。④一条荷兰谚语很适用于这些先驱者：他们能听到钟声，但找不到钟舌。

现在是回到玻尔的时候了。

6. 巴尔末公式的破解。玻尔朝向原子量子论进展的相关步伐是：

---

① 见(b)节。

② 在以下的内容中，n表示电子数，v表示轨道线速度。原文中的一些不重要的排印错误已被订正。

③ 参照了索末菲给1911年索尔维会议的稿子，刚巧，它提到了哈斯的工作。[176]

④ 请参考参考文献177和178。

博士论文→α 粒子的吸收→给卢瑟福的备忘录→

1913 年伟大的三部曲

经常被人们提及的最后表达，受到人们的赞扬并被证明是正确的。前面所述的玻尔直到 1912 年夏的工作，证实了本章开头提到的事[179]：他没有注意到巴尔末公式。看来，[179]他是在 1913 年初被一位丹麦朋友提醒后才注意到的。真实情况确是如此，（正如玻尔所说）他立刻明白了一切。他的《论原子和分子的结构》一文[180]的第一部分于 1913 年 4 月 5 日完成，第二部分在 6 月写就，第三部分是 8 月。

在那些日子里玻尔是什么样子的呢？数学家柯朗(R. Courant)说："有点内向，圣洁，极其友好，有些腼腆。"[181]物理学家尼尔森(J. R. Nielsen)说："他一刻不停地工作着，似乎总是匆匆忙忙。（对客人）先表示尊敬，然后点上雪茄……态度非常友好。"

在他第一篇论文的开头，玻尔——我相信这是第一次——提到这个事实：按照当时的标准理论，"电子将不再在稳定的轨道上运动"，由于辐射的能量损失，电子将向里落在原子核上。然后他就插进量子理论。他的第一个假设是：原子有一个最低的能量状态（他称之为永久态，我们称之为基态），并假设处于这种状态的电子不发出辐射。这是在物理学中所引入的最大胆的假设之一。它意味着：像拉莫尔和 J. J. 汤姆逊这些人偏向于稳定轨道而反对辐射能量损失的做法，只是隔靴搔痒。更重要的是，它意味着，麦克斯韦和洛伦兹的电磁理论在原子范围里不再有效。玻尔的第二个假设是：处于较高"定态"的原子会向较低的"定态"转移，而其能量差 E 以一种频率为 f 的光量子的形式发射出去，f 由 $E=hf$ 给出。 200

在本书中我确实没有讨论量子论的计划，我将不详细讨论三部曲，而只粗略地谈一谈玻尔对氢原子的分析。

"一般证据表明，一个氢原子只是简单地由一个电量为 e 的带正电的核和绕它旋转的一个电子组成。"玻尔在他的第一篇论文中这样说。[180]对这个系统，他应用了平衡条件(9.7)式。然后转向量子条件。他用到在给卢瑟福的备忘录中的假设：E_{kin} 正比于 f。在那个文件中

他就已经尝试去决定这个比例因子。① 这一次他干脆假设：

$$E_{kin}=\frac{n}{2}hf, \qquad n=1,2,3\cdots\cdots \tag{9.13}$$

（它包含了(9.12)式）。这还不是我们在学校里学到的量子条件，那是

$$M=n\cdot\frac{h}{2\pi} \tag{9.14}$$

其中，M 是轨道角动量。但是下边马上就可看到这两个式子对圆形轨道②来说是等价的，(9.7)，(9.8)式和

$$M=2\pi fa^2m \tag{9.15}$$

在玻尔的论文里有(9.14)式的这种推导，以及如下的评论："在讨论与普朗克理论有关的原子系统时，尼科尔森强调了角动量可能的重要性。"[182]

这儿讲几句先驱者对玻尔思想的影响的题外话。玻尔的第一篇论文有一处提到了哈斯，虽然玻尔后来反复说他在做自己的工作时并不知道哈斯。在这篇文章里，另外在此前几个月玻尔的通信里，也都提到了尼科尔森。[4] 后来玻尔说，尼科尔森的工作毫无价值。[3] 这些都是真的，但并不恰当。我不否认麦克科马赫(R. McCormmack)认为，尼科尔森在角动量方面的想法当时可能影响了玻尔的意见[183]。③

201 巴尔末公式立即出现了。④ 从(9.7)，(9.14)和(9.15)式可得：

$$a_n=\frac{n^2h^2}{4\pi^2e^2m} \tag{9.16}$$

它包括了当 $n=1$ 时的方程(9.11)。从(9.8)，(9.9)和(9.16)式可得：

---

① 特别要参考罗森菲尔德的讨论。[4]

② 在这篇文章中，玻尔把自己主要限定在圆形轨道但并不仅仅是圆形轨道。

③ 还要注意，1913 年玻尔为他的(9.13)式给出了至少三个不同的证明（在参考文献 4 和 13 中作了分析），两个在第一篇文章，一个在此后不久。[184]

④ 我对玻尔的推导作了一些简化，在前边定义的一些量上加上下标 n。

$$E_n=-\frac{2\pi^2 e^4 m}{n^2 h^2} \tag{9.17}$$

由玻尔的第二个假设推出，从一个态 $n=a$ 到底下一个态 $n=b$ 的跃迁所释放的能量由 $E_a-E_b=hf_{ab}$ 给出，其中

$$f_{ab}=R'(\frac{1}{b^2}-\frac{1}{a^2})$$

$$R'=\frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3}\text{秒}^{-1} \tag{9.18}$$

巴尔末公式的这一推导是量子动力学的第一次胜利。

R'与(9.1)式中定义的里德伯常数有关，$R'=cR$，$c=3\times10^{10}$ 厘米/秒。根据唯象理论，巴尔末公式的(9.2)式的最佳值相应于 $R'=3.29\times10^{15}$秒$^{-1}$，“这一值比把常数代入表达式的理论值要小大约6%，但这属于实验误差范围之内。”[180]

对玻尔所说的这一切，同行们当然没有立刻接受。但从那时起，对氢原子由核和一个电子所组成，人们再也不怀疑了。

三部曲中其他部分以及在玻尔以后论文中有关原子和分子构造的巨大成就，在这里就不多说了，只讨论最后一个问题，即 He^+，单电离的氦。

简单几句就可以说明白。对于一个电子在带有电荷 Ze 的核场中运动的情况，相应的里德伯常数 $R'(Z)$等于 Z^2R'。实验产生了一个异议：人们发现，对 He^+ 来说

$$\frac{R'(He^+)}{R'(H)}=4.0016(\text{实验值}) \tag{9.19}$$

这个值代替了 4 这一天真的推测值。玻尔立即起来应付这一挑战：相对于原子核质量，他以前忽略了电子的质量，加上因子 Z^2 后，人们不得不修改(9.17)式，用约化质量 $mM/(M+m)$来代替 m。其中 M 是相应原子核的质量。玻尔发现[185]利用 $M(He^+)=4M(H)$，$M(H)=1835m$，就有： 202

$$\frac{R'(\mathrm{He}^{+})}{R'(\mathrm{H})}=4.00163 \tag{9.20}$$

“精确地与实验数值相符合”，并独立于 e 和 h 的实际数值。理所当然地，反对意见消失了。[186] 我们在下一章要谈的是对玻尔理论的反应。

Sources

As always, I worked from the original papers but in addition have made extensive use of the voluminous literature on the subjects treated in this chapter. The following books and articles were particularly helpful to me. *Nineteenth Century Spectroscopy*, *Spectral Formulae*. By far the most important are Kayser's historical chapters in Vloume 1 (Chapter 1) and Volume 2 (Chapter 8) of his *Handbuch*.[14] Also useful are Rydberg's report to the Paris Conference[7] and a monograph by McGucken.[42]

On Kelvin: The biography by S. P. Thompson.[73]

On J. J. Thomson: The biography by the fourth Lord Rayleigh.[89] The biography by J. J.'s son[116] adds personal touches.

On early atom models through J. J. Thomson: An article by Heilbron,[68] reproduced in a book by the same author.[69]

On Rutherford: Volume 2 of his collected works;[141] the biographies by Feather,[132] Andrade,[139] and Eve.[144] On α-scattering: an article by Heilbron,[147] also reproduced in his book.[69] Particularly handy is *Rutherford at Manchester*,[2] a book which contains reprints of the Geiger — Marsden papers,[138,149] of Rutherford's paper on the nucleus.[143] and of part one of the Bohr trilogy.[180]

On Haas: A biography by Hermann.[187]

On Nicholson: An essay by McCormmack.[183]

On Bohr: The first two volumes of his collected works.[160,165] On α-absorption: a monograph by Hoyer.[188] On the memorandum to Rutherford and the trilogy: ar-

ticles by Rosenfeld;[4] and by Heilbron and Kuhn.[13] Especially interesting is the transcript of the interviews of Bohr by Kuhn, made available to me by the Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.[3]

Finally, I mention the historiographical review by Heilbron,[189] containing bibliography up to 1968 of papers of historical interest dealing with the quantum theory from 1900 to the early 1930s.

References

1. N. Bohr, *Proc. Pyhs. Soc. London* 78, 1083, 1961.
2. N. Bohr, in *Rutherford at Manchester*, Ed. J. B. Birks, p. 114, Benjamin, New York 1963.
3. Oral history interview of N. Bohr by T. S. Kuhn, 1962, in Archives of the History of Quantum Physics, Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.
4. L. Rosenfeld, Introduction to *On the constitution of atoms and molecules*, Benjamin, New York 1963.
5. Rayleigh, *Phil. Mag.* 44, 356, 1897.
6. W. Sutherland, *Phil. Mag.* 2, 245, 1901.
7. J. Rydberg, in *Rapports présentés au Congrès International de Physique*, Vol. 2, p. 200, Eds. Ch. Guillaume and L. Poincaré, Gauthier-Villars, Paris 1900.
8. C. Fabry and H. Buisson, *Comptes Rendus* 154, 1500, 1912.
9. K. F. Herzfeld, *Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien* 121, 593, 1912.
10. E. A. Partridge, *J. Frankl. Inst.* 149, 19, 1900.
11. R. W. Wood, *Phil. Mag.* 18, 530, 1909.
12. W. Ritz, *Comptes Rendus* 145, 178, 1907; *Ann. der Phys.* 25, 660, 1908; *Astrophys. J.* 28, 237, 1908.
13. J. L. Heilbron and T. S. Kuhn, *Hist. St. Phys. Sci.* 1, 211, 1969. repr. in J. L. Heilbron, *Historical studies in the theory of atomic structure*, Arno Press, New York 1981.
14. H. G. J. Kayser, *Handbuch der Spectroscopie*, 6 volumes, Hirzel, Leipzig 1900—12. (Additional parts appeared later.)

203

15. R. C. Dales, *The scientific achievement of the middle ages*, Chapter 5, Univ. of Pennsylvania Press, Philadelphia 1978.

16. G. Kirchhoff, *Ber. der Berliner Akad. 1859*, p. 662; transl. *Phil. Mag.* 19, 193, 1860.

17. A. Comte, *Cours de la philosophie positive*, Vol. 2, pp. 2, 4, 5, Bachelier, Paris 1835, repr. by Editions Anthropos, Paris 1968.

18. U. Benz, *Arnold Sommerfeld*, p. 111, Wissensch. Verlag MBH, Stuttgart 1975.

19. A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, Preface to the first edition, Vieweg, Braunschweig 1919.

20. A. Ångström, *Ann. der Phys. und Chem.* 144, 300, 1872.

21. A. Ångström, *Kongl. Svensk. Vet. Ak. Handl. 1852*, p. 229; transl. *Ann. der Phys. und Chem.* 94, 141, 1855; *Phil. Mag.* 9, 327, 1855.

22. J. Plücker, *Ann. der Phys. und Chem.* 107, 497, 638, 1859.

23. A. Ångström, *Recherches sur le spectre solaire*, p. 31, Uppsala Press 1868.

24. S. Bashkin and J. O. Stoner, *Atomic energy levels and Grotrian diagrams*, Vol. 1, p. 2, Elsevier, New York 1975.

25. J. Plücker, *Ann. der Phys. und Chem.* 104, 113, 1858; *Phil. Mag.* 16, 408, 1858.

26. G. Kirchhoff, *Ber. der Berliner Akad. 1859*, p. 783; *Ann. der. Phys. und Chem.* 109, 275, 1859.

27. Ref. 14, Vol. I, p. 85.

28. G. Kirchhoff and R. Bunsen, *Ann. der Phys. und Chem.* 110, 160, 1860; transl. *Phil. Mag.* 20, 89, 1860.

29. G. Kirchhoff and R. Bunsen, *Ann. der Phys. und Chem.* 113, 337, 1861; transl. *Phil. Mag.* 22, 329, 448, 1861.

30. Cf. A. Mitscherlich, *Ann. der Phys. und Chem.* 116, 499, 1862; H. E. Roscoe and J. Clifton, *Chem. News* 5, 233, 1862.

31. J. Plücker and W. Hittorf, *Phil. Trans. Roy. Soc.* 155, 1, 1865.

32. W. Huggins, *Proc. Roy. Soc. A* 13, 492, 1864.

33. J. C. Maxwell, '*Atom*', *Enc. Britannica*, 9th edn. 1875; repr. in *Collect-*

ed Works, Vol. 2, p. 445, Dover, New York.

34. J. N. Lockyer, *Phil. Trans. Roy. Soc.* 159, 425, 1869. 204

35. E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc. A* 97, 374, 1920; see esp. p. 395.

36. I. S. Bowen, *Nature* 120, 473, 1927; *Astrophys. J.* 67, 1, 1928.

37. Ref. 14, Vol. 1, pp. 91–8.

38. G. Kirchhoff, *Ann. der Phys. und Chem.* 118, 94, 1862; transl. *Phil. Mag.* 25, 250, 1863.

39. J. Balmer, *Verh. Naturf. Ges. Basel* 7, 548, 1885.

40. S. R. Amin, C. D. Caldwell, and W. Lichten, *Phys. Rev. Lett.* 47, 1234, 1981.

41. Ref. 14, Vol. 1, pp. 123–7.

42. W. McGucken, *Nineteenth century spectroscopy*, Ch. 3, Johns Hopkins Press, Baltimore 1969.

43. G. J. Stoney, *Phil. Mag.* 41, 291, 1871.

44. G. J. Stoney and J. E. Reynolds, *Phil. Mag.* 42, 41, 1871.

44a. G. J. Stoney, *Nature* 21, 508, 1880.

45. J. Balmer, *Ann. der Phys. und Chem.* 25, 80, 1885.

46. J. Balmer, *Verh. Naturf. Ges. Basel* 7, 750, 1885.

47. A. Hagenbach, *Naturw.* 9, 451, 1921. Several dates in this paper are incorrect.

48. E. Hagenbach, *Verh. Naturf. Ges. Basel* 8, 242, 1886.

49. J. Balmer, *Verh. Naturf. Ges. Basel* 11, 448, 1897, also *Ann. der. Phys.* 60, 380, 1897; transl. *Astrophys. J.* 5, 199, 1897.

50. H. Konen, *Das Leuchten der Gase und Dämpfe*, pp. 71 ff. Vieweg, Braunschweig 1913.

51. J. R. Rydberg, *Kongl. Svenska Vet. Handl.* 23, Nr. 11, 1890; summarized in J. R. Rydberg, *Phil. Mag.* 29, 331, 1890.

52. A. von Oettingen, German transl. of Ref. 51, p. xiii, Ostwalds Klassiker Nr. 196, Akademische Verlagsges., 1922.

53. Ref. 7, p. 203.

54. W. Pauli, *Lunds Universitets Årsskr.* 50, part 2, 1954.

55. W. Ritz, *Gesammelte Werke*, p. 162, Gauthier-Villars, Paris 1911.

56. W. Thomson, *Popular lectures and addresses*, Vol. 2, p. 164, Macmillan, London 1894.

57. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapters 5, 20, Oxford Univ. Press 1982.

58. W. H. Brock, *The atomic debates*, Leicester Univ. Press 1967.

59. M. J. Nye, *Molecular reality*, Elsevier, New York 1972.

60. W. Thomson, *Phil. Mag.* 34, 15, 1867; *Proc. Roy. Soc. Edinburgh* 6, 94, 1867.

61. W. Prout, *Ann. of Philosophy* 6, 321, 1815.

62. W. Prout, *Ann. of Philosophy* 7, 111, 1816.

63. W. V. Farrar, *British J. Hist. of Sci.* 2, 297, 1964.

64. G. G. Stokes, *Mathematical and physical papers*, Vol. 3, p. 267, Cambridge Univ. Press 1901.

65. G. J. Stoney, *Phil. Mag.* 36, 132, 1868.

66. J. C. Maxwell, *Scientific, papers*, Vol. 2, p. 418.

67. Ref. 57, Chpter 20.

68. J. L. Heilbron, in *History of twentieth century physics*, p. 40, Academic Press, New York 1977.

69. J. L. Heilbron, *Historical studies in the theory of atomic structure*, Arno Press, New York 1981.

70. G. G. Stokes, *Mem. Proc. Manchester Lit. Phil. Soc.* 41, 1, 1897; cf. also L. Badash, *Am. J. Phys.* 33, 128, 1965.

205 71. H. von Helmholtz, *Crellés Journal* 55, 25, 1858.

72. P. G. Tait, *Phil. Mag.* 33, 485, 1867.

73. S. P. Thompson, *The life of Lord Kelvin*, Vol. 1, p. 512, Chelsea Publ. Co., New York 1976.

74. Ref. 73, Vol. 1, p. 514.

75. Ref. 73, Vol. 2, p. 1223.

76. R. H. Silliman, *Isis* 54, 461, 1963.

77. A. Schuster, *The progress of physics*, p. 34, Arno Press, New York 1975.

78. J. J. Thomson, *A treatise on the motion of vortex rings*, Macmillan, London, 1883; repr. by Dawsons of Pall Mall, London 1968; also *Proc. Roy.*

Soc. *A* **33**, 145, 1881; *Phil. Mag.* **13**, 493, 1881.

79. Ref. 73, Vol. 2, pp. 1046—9.
80. Cf. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid mechanics*, p. 15, Addison-Wesley, Reading, Mass. 1959.
81. R. N. Lockyer, *Nature* **24**, 39, 1881.
82. W. Crookes, *J. Chem. Soc.* **53**, 487, 1888.

82a. E. N. da C. Andrade, *Proc. Roy. Soc.* *A* **244**, 437, 1958.

83. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **44**, 293, 1897, esp. p. 311.
84. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **48**, 547, 1899, esp. p. 565.
85. G. F. Fitzgerald, *Nature* **62**, 524, 1900.
86. E. Rutherford, *Trans. Roy. Soc. Canada* **8**, 79, 1902.
87. J. J. Thomson, *Electricity and matter*, p. 114, Scribner, New York 1904.
88. R. J. Strutt, *The Becquerel rays and the properties of radium*, p. 183, Edward Arnold, London 1904.
89. Rayleigh, *The life of Sir J. J. Thomson*, p. 140, Cambridge Univ. Press 1942.
90. A. L. Kimball, in *Congress of arts and science*, Ed. H. J. Rogers, Vol. 4, p. 69, Houghton Mifflin, New York 1906.
91. N. R. Campbell, *Modern electrical theory*, p. 251, Cambridge Univ. Press 1907.
92. J. J. Thomson, Ref. 87, p. 108.
93. Kelvin, *Phil. Mag.* **8**, 528, 1904; **10**, 695, 1905.
94. E. Rutherford, *Radioactivity*, p. 342, Cambridge Univ. Press 1904.
95. S. Earnshaw, *Trans. Cambr. Phil. Soc.* 7, 97, 1842.
96. W. T. Scott, *Am. J. of Phys.* **27**, 418, 1959.
97. J. Larmor, *Phil. Mag.* **44**, 503, 1897.
98. J. Larmor, *Aether and matter*, p. 27 and Chapter 14, Cambridge Univ. Press 1900.
99. J. Jeans, *Phil. Mag.* **2**, 421, 1901, Secs. 2—8.
100. Ref. 98, p. 193.
101. P. Lenard, *Ann. der Phys.* **12**, 714, 1903.
102. Ref. 101, p. 743, footnote 1.

103. I. Runge, *Carl Runge*, p. 197, Vandenhoeck and Ruprecht, Goettingen 1949.

104. J. Perrin, *Rev. Scientifique* 15, 447, 1901.

105. H. Nagaoka, *Proc. Tokyo Math. Phys. Soc.* 2, 92, 129, 240, 1903—6.

106. H. Poincaré, see p. 317 in 'The value of science'; repr. in *The foundations of science*, Sci. Press, New York 1913.

107. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 21, 669, 1911.

108. Ref. 69, pp. 52, 53; also E. Yagi, *Jap. St. Hist. Sci.* 1964, No. 3, p. 29.

108a. F. Re, *Comptes Rendus* 136, 1393, 1903.

109. A. M. Mayer and R. S. Woodward, *Biogr. Mem. Nat. Acad. Sci.* 8, 243, 1919.

110. A. M. Mayer, *Sound*, Appleton, New York 1882.

206 111. A. M. Mayer, *Am. J. Sci.* 15, 276, 477; 16, 247, 1878; repr. in *Nature* 17, 487; 18, 258, 1878.

112. W. Thomson, *Nature* 18, 13, 1878.

113. Ref. 78, Sction 54.

114. Rayleigh, *Obit. notices Fell. Roy. Soc.* 3, 587, 1941.

115. Ref. 89, p. 292.

116. G. P. Thomson, *J. J. Thomson and the Cavendish Laboratory in his day*, p. 115. Nelson, London 1964.

117. Ref. 89, pp. 136, 141, 142, 151.

118. Ref. 3, interview on November 1, 1962.

119. Kelvin, *Phil. Mag.* 6, 257, 1902.

120. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* 6, 673, 1903; cf. also J. J. Thomson, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 13, 49, 1904.

121. J. J. Thomson, *The Royal Institution Library of Science*, Eds. W. L. Bragg and G. Porter, Vol. 6, p. 165, Elsevier, New York 1970.

122. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* 7, 237, 1904.

123. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* 11, 769, 1906.

124. *Nobel Lectures in Physics 1901—22*, p. 139, Elsevier, New York 1967.

125. Cf. J. J. Thomson, *Conduction of electricity through gases*, 2nd. edn, p.

325, Cambridge Univ. Press, 1906.

126. J. Heilbron, *Arch. Hist. Ex. Sci.* **4**, 247, 1968; repr. in Ref. 69.

127. M. Born, *Phys. Zeitschr.* **10**, 1031, 1909.

128. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **26**, 792, 1913.

129. J. J. Thomson, in *La structure de la matière*, p. 1, Gauthier-Villars, Paris 1921.

130. L. Badash, *Rutherford and Boltwood*, p. 235, Yale Univ. Press, New Haven, Conn. 1969.

131. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **12**, 143, 1906.

132. N. Feather, *Lord Rutherford*, p. 117, Blackie, Glasgow 1940.

133. E. Rutherford and H. Geiger, *Proc. Roy. Soc. A* **81**, 162, 1908.

134. H. Geiger, *Proc. Roy. Soc. A* **81**, 174, 1908.

135. Ref. 132, p. 129.

136. C. A. Fleming, *Biogr. Mem. Fell. Roy. Soc.* **17**, 463, 1971.

137. E. Marsden, in *Rutherford at Manchester*, p. 8, Ed. J. B. Birks, Benjamin, New York 1963.

138. H. Geiger and E. Marsden, *Proc. Roy. Soc. A* **82**, 495, 1909.

139. E. N. da C. Andrade, *Rutherford and the nature of the atom*, p. 111, Doubleday, New York 1964.

140. H. Geiger, *Proc. Roy. Soc. A* **83**, 492, 1910.

141. H. Geiger, in *Collected papers of Rutherford*, Vol. 2, p. 295, Interscience, New York 1963.

142. Ref. 141, p. 212.

143. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **21**, 669, 1911.

144. A. S. Eve, *Rutherford*, p. 193, Cambridge Univ. Press 1939.

145. A. S. Russell, *Proc. Phys. Soc. London* **64**, 217, 1951.

146. Ref. 132, p. 129.

147. J. Heilbron, Arch. *Hist. Ex. Sci.* **4**, 247, 1967; see also Ref. 69.

148. Ref. 143, Section 7, and Ref. 144, p. 195.

149. H. Geiger and E. Marsden, *Wiener Ber.* **121**, 2361, 1912.

150. H. Geiger and E. Marsden, *Phil. Mag.* **25**, 604, 1913.

151. T. Trenn, *Isis* **65**, 74, 1974.

152. Ref. 132, Chapter 5.

153. E. Rutherford, *Radioactive substances and their radiations*, p. 184, Cambridge Univ. Press 1913.

154. Ref. 153, p. 619.

155. E. Rutherford, in *La structure de la matière*, p. 53, Gauthier-Villars, Paris 1921.

156. E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc.* A **90**, 1914. insert following p. 462.

157. Ref. 153, p. 622.

158. A. Einstein, *Ann. der Phys.* **20**, 199, 1906.

159. A. Pais, in *Niels Bohr*, p. 215, Ed. S. Rozental, Wiley, New York 1967.

160. *Niels Bohr, collected works*, Vol. 1, p. 291, especially pp. 300, 379, 395; Ed. J. R. Nielsen, North Holland, Amsterdam 1972.

161. Ref. 3, interviews on November 1 and 11, 1962.

162. Ref. 3, interviews on November 1, 1962.

163. C. G. Darwin, *Phil. Mag.* 25, 901, 1912.

164. N. Bohr, *Phil. Mag.* **25**, 10, 1913.

165. *Niels Bohr, collected works*, Vol. 2, p. 135, Ed. U. Hoyer, North Holland, Amsterdam, 1981.

166. P. Lenard, *Ann. der Physik*, **11**, 636, 1903; cf. also ibid. **17**, 197, 1905.

167. Ref. 123, p. 774; cf. also P. V. Bevau, *Proc. Roy. Soc.* A **84**, 209, 1911.

168. J. Stark, *Jahrb. der Radioakt. und Elektr.* **4**, 231, 1907, esp. p. 244.

169. W. Wien, *Ann. der Phys.* **30**, 349, 1909, cf. also F. Horton, *Phil. Mag.* **22**, 214, 1911.

170. J. Stark, *Prinzipieen der Atomdynamik*, Vol. 2, Secs. 19, 25, Hirzel, Leipzig 1911.

171. Ref. 3, interview on November 7, 1962.

172. A. E. Haas, *Wiener Berichte IIa* **119**, 119, 1910; *Jahrb. der Radioakt. und Elektr.* **7**, 261, 1910; *Phys. Zeitschr.* **11**, 537, 1910.

173. W. Wilson, *Biogr. mem. Fell. Roy. Soc.* **2**, 209, 1956.

174. J. W. Nicholson, *Phil. Mag.* 22, 864, 1911.

175. J. W. Nicholson, *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.* 72, 677, 1912.

176. A. Sommerfeld, in *Théorie de rayonnement et les quanta*, p. 362, Eds. p. Langevin and M. de Broglie, Gauthier-Villars, Paris 1912.

177. P. Langevin, ref. 176, p. 403.

178. M. Abraham and R. Gans, *Phys. Zeitschr.* 12, 952, 1911.

179. Ref. 4, p. xl.

180. N. Bohr, *Phil. Mag.* 26, 1, 1913.

181. R. Courant, Ref. 159, p. 301.

182. J. R. Nielsen, *Phys. Today* 16, October 1963, p. 22.

183. R. McCormmack, *Arch. Hist. Ex. Sci.* 3, 160, 1966.

184. N. Bohr, *Fysisk Tidsskr.* 12, 97, 1914, English transl. in Ref. 165, p. 281.

185. N. Bohr, *Nature* 92, 231, 1913.

186. A. Fowler, *Nature* 92, 232, 1913.

187. A. Hermann, *Arthur Erich Haas, der erste Quantumansatz für das Atom*, Battenberg, Stuttgart 1965.

188. U. Hoyer, *Die Geschichte der Bohrschen Atomtheorie*, Weinheim, Stuttgart 1974.

189. J. Heilbron, *Hist. of Sci.* 7, 90, 1968.

10.“这是信念的时代，这是怀疑的时代”

1. 对玻尔理论的反应。首先，我不加评注地列举一些紧接在1913年玻尔论文问世之后的反映，而后在此基础上，再添加一些我自己的评论。

资料来源于我采访福克尔的简短笔记。[1] 1913～1914年间，福克尔同爱因斯坦一起在苏黎世作研究①，他在那儿作了有关氢原子的玻尔理论的第一个报告。听众中有爱因斯坦，冯·劳厄和斯特恩(O. Stern)。爱因斯坦没有立刻作出反映，而是保持沉默。1914年，福克尔在曼彻斯特同卢瑟福度过了六个星期，他在那儿遇到了玻尔②，玻尔见人就问：“你相信它吗？”

1960年当我在伯克利访问斯特恩时，他回忆了当时的情形。在玻尔的论文发表后不久，斯特恩和冯·劳厄到苏黎世郊外的于特立(Uetliberg)小山散步。在山顶上他们坐下来谈论物理学，特别谈到新的原子模型。当时当地，他们立下了“于特立誓言”③：如果那个疯狂的玻尔模型是正确的，那么他们就从此脱离物理学。结果呢！玻

---

① 见参考文献2。

② 从1914年10月到1916年7月，玻尔在曼彻斯特大学担任舒斯特数学物理讲师。

③ “于特立誓言”，与“后悔的誓言”用语双关，按照传说，“后悔的誓言”标志着某些瑞士行政区同盟的建立。

尔模型是正确的，而他们并未脱离物理学。

1913年9月赫维西(G.C. Hevesy)有封信给玻尔。[3]“今天下午我与爱因斯坦谈过话……我请教他对于你的理论的看法……他告诉我，要是它真的是正确的话，那么它是一个非常有趣的理论，等等。在许多年以前他也有过非常类似的想法，但没有勇气提出来。”当赫维西解释玻尔对氦的工作时，[4] 爱因斯坦评论道：“这是一个**巨大的成就**”(赫维西的缀字法)。①

R.J. 斯特拉特与他的父亲，当时年逾七旬的瑞利勋爵三世有过一次讨论。[5]“我问他是否看过当时刚出版的玻尔关于氢原子的论文。他回答道：‘是的，我已看到了，但我以为它对我毫无用处。我未曾说过，不能用那样的方式来作发现。我认为非常可能它们就是那样。但这不适合我。’我把他说的这些话不走样地记录下来。” 209

1913年9月初，玻尔收到索末菲的一封赞美的信，显然他对新理论非常感兴趣。[6]

1913年9月12日，不列颠协会在伯明翰召开了会议，《自然》[7]杂志发表了一篇关于“辐射”的报道：“金斯先生……引证了玻尔博士的最新工作，玻尔对光谱系定律作出了令人信服和光辉的解释……玻尔博士……对他的原子作了简短的说明……洛伦兹教授插话提问，从力学角度如何来考虑玻尔原子。玻尔博士承认他的理论的这一部分尚未完成，但是既然量子论被接受了下来，所建议的那类方案就必不可少了。”这是玻尔第一次在国际讨论会上报告自己的理论。

9月13日《泰晤士报》第6页报道：“对辐射的大规模辩论……双方之间展开激战，以杨、菲涅耳、麦克斯韦和赫兹的信徒为一方，以普朗克、爱因斯坦和能斯脱(H.W. Nernst)的改革追随者为另一方……J.J. 汤姆逊爵士还是与往常一样，以他带有权威的口吻和亲切友善的风度，采取他自己独特的观点……与会者兴高采烈……这时

---

① 赫维西把 achievement 的发音错读成 achiewement。——译注

洛伦兹教授评论汤姆逊爵士的原子模型①,说它很精巧——其实什么也没说明——但问题是它是否表达了真理,这时听众们和那位笑容满面的剑桥教授都想着同样的问题。"

9 月 13 日《泰晤士报》第 10 页上,刊登了对玻尔博士的介绍及他的理论——这是年轻的玻尔的科学活动首次(在他祖国之外)的新闻媒体上报道。

先驱者。[9] 尼科尔森在一封给《自然》的信中,以赞同态度评论玻尔的工作:"要得到精致的力学的[即经典的]原子模型,使它的角动量只能有一套分立值,这并不困难。"[10] 哈斯在一封致玻尔的信中说:"我迫不及待地研究了你的极其重要的论文。"[11]

在第二次索尔维会议上(1913 年 10 月),大会报告起草人 J. J. 汤姆逊和参加者卢瑟福都提到玻尔的工作,但都没有提到他的原子理论。[12]

在向化学学会所作的 1913 年度进展报告中,索迪谈到玻尔理论:"……惊人地符合实验测定。"[13]

1914 年 2 月,卢瑟福说:"所有物理学家都对玻尔理论有很大的兴趣,这一理论也十分重要,因为它是对建构简单原子和分子、并解释它们的光谱的最早的明确尝试。"[14] 1914 年 3 月他说:"然而要说玻尔理论是否正确,他的贡献……是否具有重大价值和影响则为时尚早。"[15] 1914 年 8 月他又说:"玻尔由于引入量子概念,已面临着[原子结构]的困难。无论如何,正在出现一些旧力学无法解释的事情。"[16]

210

对汤姆逊模型的研究还在继续。1914 年,一个带有修正库仑势的新模型被提了出来:"在涉及原子现象时,我们似乎并非必须被迫摒弃通常的力学。"[17] 1915 年,有人尝试把汤姆逊原子与量子论结合起来。[18]

此后,没有谁再去建造别样的模型了。

只有汤姆逊除外。

---

① 这是他 1913 年的模型(参考文献 8),汤姆逊在此提出库仑定律的一个修正。

在 1914 年的一次演讲中，汤姆逊根本不提玻尔。[19] 1923 年，他在富兰克林研究所作了 5 次讲演，讲演中他用一个原子核和核与电子之间修正的库仑定律讨论了经典原子，而根本不用也不提到量子论抑或卢瑟福或玻尔的名字。[20] 在 1928 年他发表了这个意见：电子衍射现象表明，电子有一种亚结构。[21] 最后，在他 80 岁时写道："在 1913 年末，尼尔斯·玻尔发表了一系列论述光谱的研究中的第一篇文章，如果说它使光谱学的一些内容由混乱变为有序，这并不过分，我认为它是量子论所给予物理学的最有价值的贡献。"[22]①

玻尔几乎不会讲故事，但他喜欢讲的不多的几个故事，即使我们以前曾听到过，也总是乐于再听而不会产生厌倦。其中有一个是关于一位来访者到梯斯维里(Tisvilde)的乡间寓所找玻尔的故事。他看到在门口挂着一个马蹄铁。他惊奇地问玻尔是否真的相信这会带来运气。"当然不相信"，玻尔回答道，"但是人家告诉我，即使你不信仰它，它也会起作用。"[25]

1900 年到 1925 年的老量子论与那个挂在门上的马蹄铁非常相似。

在 1900 年，普朗克没有立刻认识到他的黑体辐射定律与他那个时代的理论即经典理论相冲突，但他不久就发现了这一点。[26] 他的定律的基础直到 1926 年仍是一个谜，但普朗克一直相信他是正确的。他的定律与实验数据之间极好的符合肯定不是偶然的。1905 年，当爱因斯坦提出光量子时，马上领会到他的假设嘲弄了经典物理学。 211 开始根本没有多少充分的实验证据支持他的观点，但他从不怀疑他的道路是正确的。[27] 像 1905 年的爱因斯坦一样，玻尔在 1913 年也立刻意识道，他的理论与经典理论相抵触。如前所述，1912 年，他已经写就了他的量子假设，但并没有试图给出一个力学[即经典]基础，因

① 对玻尔三部曲的其他反映，见参考文献 23。对玻尔 1913 年论文之后的第一个十年的回顾，见参考文献 24。

为这似乎是没有希望的。[28]与1900年普朗克的工作一样，玻尔1913年的工作得到实验的直接支持。基础可能是模糊不清的，但它不可能是偶然的，因为他利用电子的电荷和质量以及普朗克常数得到的里德伯常数与实验竟符合得那么好，他对氦/氢比例的回答正确到5位有效数字。[29]即使你由于假设前后矛盾而不相信它，也看得出他的理论是在发挥作用。这样，人们就能够很好地理解，为什么玻尔在1914年拦住每个人并问他们：“你相信它吗？”

无论如何人们很快就开始认真对待玻尔的思想，即使有时作一些保留，如卢瑟福那样。还有人试图建立另外一些模型，还有一些像尼科尔森那样的人没有立刻抓住要点，这都是十分自然的。像瑞利那样的老物理学家不按照新的风格去研究物理学也是十分自然的。然而，保守的作风不仅局限于老的一代。1913年到于特立山散步时，斯特恩是25岁，冯·劳厄是34岁。承认新假说的也不只是年轻人。当索末菲赞美玻尔时，他有45岁。

量子力学(1925年)开始前的十年，是认识真理胜而证明真理的十年。有成功的预兆，但危机也在加深。那十年在某些方面类似狄更斯所说的情况：“这是信念的时代，这是怀疑的时代。”

J.J.汤姆逊显然代表一种特殊情形。谁都会不由自主地赞美他对实验物理学的贡献、对电子质量和电荷的测定以及对X射线和气体导电的研究；[30]谁都会由衷地称赞他的涡流环的理论分析以及他1906年对每个原子中的电子数目的讨论。[31]我觉得，他那明显的固执应该待之以洛伦兹的宽容。就他的成就而言，他理应属于20世纪物理学伟大的创立者之列。

在玻尔晚年，他常常回忆早期的岁月。这时，他几乎总会回到[32]量子力学早期的那些老问题上，而不大提及1913年和接下来几年的事。从我自己与他谈话的体验中，我要说，对玻尔自己来讲，他为互补性所作的奋斗最终要比他对氢原子和旧量子论的工作更为重要。

2. 因果性。 第一个提出玻尔理论中因果性问题的人是卢瑟福，212 甚至在玻尔论氢原子的论文[33]发表之前他就提出来了。1913年3月6日，玻尔把他的论文寄给卢瑟福，请求转呈《哲学杂志》。[34]在回信中[35]（3月20日），卢瑟福评论道："在你的假设中我看到一个严重的困难——我毫不怀疑你对这个困难已有充分认识——这个困难就是，当电子从一个定态进入另一个定态时，它如何决定要以什么频率来振动？在我看来你似乎不得不假设电子预先知道它将在哪里停留。"

我发现值得注意的是，卢瑟福提出这个观点是无可非议的，但他没有在自己的工作中看出同样的缺陷。人们以前评论[36]过，卢瑟福1900年引进的半衰期概念，是与经典因果性相冲突的最早的一个例子；该评论还进一步指出[37]，他在以后几年对这个问题保持难以理解的沉默。

卢瑟福的信当然是对准玻尔的关系式 $E_m-E_n=hf_{mn}$ 的。然而形势比卢瑟福想像的或者玻尔知道的更为严峻。1917年爱因斯坦指出，在原子跃迁时，一个辐射出的光子的动量的大小是 hf_{mn}/c。爱因斯坦询问，光子如何知道它要按哪一个方向运动？[38]在1913年玻尔的理论中，没有考虑这样的动量。事实上，玻尔是最后承认光子是一个真实粒子的人之一。[39]

但是，无论是玻尔、爱因斯坦、卢瑟福还是其他几位我们精选出来的人物，他们的共识比起分歧要重要得多：在量子力学出现以前很久，他们就知道因果性已成为一个重大的问题。量子力学接着要做的事情是断言：经典因果律终将被放弃。

3. 精细结构常数。选择定则。 1913年后不久，当量子动力学启动时，开始了相对论与量子相结合的最早步伐。它对所有后来发生的一切都极其重要，尽管这个统一至今仍不完善。顺便说一下，巴尔末公式(9.1)并没有对氢光谱的一个重要细节作出解释。由公式所预言的每一条光谱线实际上是一组距离很近的谱线。1914～1915

年，索末非第一个尝试解释这种被称为精细结构的现象。在这一过程中，他[40]引入了一个新的缩写符号"α"。

$$\alpha=\frac{2\pi e^2}{hc} \tag{10.1}$$

213 这个无量纲的量在以后被称为精细结构常数。在整个物理学中，它是最基本的常数之一。以后这种基本常数就更多了。

我列出一些事件来介绍精细结构。

1892 年，高精度测量的能手迈克尔逊（A. A. Michelson）观察到，对于氢光谱线① H_α 和 H_γ，"可见度曲线实际上与一个双光源的情形一样。"[41]他所发现的是，这两根光谱线中的每一根的强度都是频率的一个函数，显示出一个双峰。除了其他的荣誉之外，迈克尔逊应该（据我所知）被视为精细结构的发现者。

1914 年 3 月。在评论了这些以及后续的一些结果后，玻尔写道："通常的氢光谱谱线……是相距很近的双线……但看来这些谱线或许并非是真正的双线，只是放电引起的一种效应。"[42]

1914 年 9 月。一篇关于在伦敦帝国学院所做实验的报道指出："人们普遍认为，[H_α]和[H_β]都是双线，但对这两条双线之间的精确间隔，有相当不同的意见。已经发现巴尔末公式不够精确。"[43]

1915 年 1 月。玻尔现在认真地采纳下述结果："假设电子轨道是圆形的，但是要用由相对论推导出的能量和动量代人表达式"，他修正了巴尔末公式 α^2 的量级。[44]量级的修正是正确的，但这些修正不完全。

1914 年冬～1915 年。索末菲计算了类氢原子的相对论性轨道。[45]帕邢知道了这些研究后，仔细地探讨了精细结构，尤其是单离子化的 He^+。

1916 年 1 月 6 日。索末菲发表了他的精细结构公式，[40]并引用了帕邢尚未发表的结果以支持他的答案。

---

① 氢光谱线符号的定义，见第 9 章(b)节第 1 部分。

1916 年 2 月。爱因斯坦致信索末菲："一件意想不到的事！"[46]

1916 年 3 月。玻尔致信索末菲："我简直不敢相信，你漂亮的工作给我带来了比以前读到的任何东西都要大的喜悦。"[47]

1916 年 9 月。帕邢发表他的论文，[48]感谢索末菲"不屈不挠的努力"。

在考虑了相对论的影响之后，索末菲指出：一个在核电荷为 Ze 的场中，电子的轨道近似为椭圆，椭圆呈现一种近日点的进动。他把巴尔末公式概括地写作

$$E_{n,k}=-R'\left[\frac{Z^2}{n^2}+\frac{\alpha^2 Z^4}{n^3}\left(\frac{1}{k}-\frac{3}{4n}\right)\right]+O(\alpha^4)$$

$$n=1,2,3,\cdots\cdots;\qquad k=1,2,\cdots\cdots,n \tag{10.2}$$

R'是里德伯常数((9.18)式)。方括号中第一项给出巴尔末公式，第二项是主修正项。k 与轨道角动量量子数 l 的关系是 214

$$k=l+1 \tag{10.3}$$

这样，精细结构就出来了，这是因为对 l 的简并在考虑了相对论效应后就消除了。这是 $1/r$ 势的非相对论性状态理论的特征。

玻尔认为，所有从任意 n 到任意较小的 n 态的跃迁，对应于一根可能的光谱线。如果 k 中的所有变化都是允许的，那么(举一个例子)光谱线 $\lambda=4686\text{Å}$ 的精细结构——由帕邢作了详细研究——对应于 $n=4\rightarrow n=3$ 的跃迁，它应该由 12 个分量组成。这些分量中的大部分最终被帕邢发现，[49]但只有当有外场存在时才是这样。帕邢发现，如果外场不存在，那么分量的数目将显著减少。

在这以后是一个试错①的时期，一直到玻尔[51]以及索末菲的一位合作者鲁比诺维奇[52](A. Rubinowicz)两人的独立工作能解释帕邢的几乎所有结果为止。在半经典论证的帮助下，他们指出(或者说假设

① 有一段时期曾有"索末菲第一理论"和"索末菲第二理论"的说法，参见 1925 年的一篇文章。[50]

更为恰当)初态和终态的 l 值之差 Δl 必须要满足选择规则①

$$\Delta l = \pm 1 \tag{10.4}$$

这就使上述 He^+ 谱线的分量数从 12 条减少到 5 条。这是一个杰出的改进，但还不够理想。实验上发生的情况不是 5 个而是 6 个分量：有清楚的证据表明，跃迁 $(n,k)=(4,1)\rightarrow(3,1)$，光谱线 4686Å 精确符合于由索末菲的(10.2)式预言的频率，但却被选择定则(10.4)式严格禁止！

1925 年，从莱顿来了两位年轻的荷兰物理学家乌伦贝克(G. E. Uhlenbeck)和高斯密特(S. A. Goudsmit)，他们相信找到了解决这个难题的方法：维持(10.2)式而让下式代替(10.3)式

$$k = j + \frac{1}{2} \tag{10.5}$$

这意味着 j 是半整数。进而让(10.4)式代之以②

$$\Delta j = 0, \pm 1 \tag{10.6}$$

215 当我问乌伦贝克，当时到底是什么原因驱使他们这样做时，他回答说只是猜测；他还提醒我，在这之前半整数量子数已被塞曼效应采用。[54]③他又告诉我，当他们把这个想法告诉埃伦费斯特时，他有点怀疑，但还是建议他们写一篇短文——他们这样做了。这是他们的第一篇联合论文——一篇用荷兰文写成的不出名的小文章——完成于他们的电子自旋想法之前几个月。[55]乌伦贝克称之为 8 月论文。④

然后是 1925 年 10 月，当时乌伦贝克和高斯密特宣布发现了自旋。现在他们认识到[57]，他们的规则(10.5)和(10.6)式能够被解释成：j 是总(也就是轨道加上自旋)角动量量子数。而且，他们半经典地处理自旋的计算使他们相信，(10.2)式事实上保持不变。[58]能级的

---

① 只考虑电偶极子的跃迁。

② (10.6)式允许 He^+ 光谱线有 8 个分量，但是其中的两条被证明很弱。附加的限制 $j=0\rightarrow0$ 的禁止是以后才发现的。

③ 本段和下一段中所提出的观点将在 13 章中详细讨论。

④ 这以后不久，斯莱特(J. C. Slater)也独立地提出相同的思想。[56]

精细结构的真正的和最终的推导必须要等到狄拉克方程。它于1928年给出。[59]

有几年人们认为，量 $1/\alpha$ 可能是一个精确的整数137。这个数字引起了人们许多的冥思苦想、不眠长夜和离奇幻想，[60]并且，论证这个物理学上最大笑话的文章，居然能溜过一家一流物理学期刊编辑的审查被发表出来。[61]所有这些都已平息：$1/\alpha \simeq 137.036$。

4. **氦**。为了能够全面了解玻尔一索末菲理论，就必须看到它虽然在氢上取得了极大的成功，对于中性氦来讲却是一个灾难。尼科尔森在1914年最早指出："如果我们[像玻尔那样]采取同样的前提，并设法去得到……通常的氦光谱……这一尝试全然是失败的。"[62]于是这个问题在老量子论时期一直没有任何进展。新一代年青的科学家，包括克拉默斯[63]和海森伯[64]，作出了勇敢的努力，但也完全无用。1923年索末菲指出："至今所作的解决中性氦原子难题的全部尝试，都被证明是不成功的。"[65]只有采用量子力学的方法，包括自旋和不相容原理，人们才能理解氦。①

讲到这儿，我要离开旧量子论。

5. **卫士的更替**。前边提到的开尔文的工作[67]尽管有趣，但对于一个伟大的物理学家来说，这是远远不够的。1841年，17岁的他就发表了第一篇论文。而最后一篇论文《论从原子起源到实在物质的形成》占据了他生命直到最后几天的注意力。这篇文章处理的是"地球、月球和太阳的动力学前提"，并在他去世后出版。[68]他于1907年12月安详地死去。拉莫尔、瑞利和J.J.汤姆逊与众人一起出席了在威斯敏斯特教堂的葬礼，他被安葬在教堂中殿北部侧廊的科学角，牛顿、赫歇尔和达尔文的近旁。 216

在1913年汤姆逊56岁时，他完成了对科学的最后一个重要贡

---

① 梅拉(J. Mehra)和雷琴伯格(H. Rechenberg)的量子论史对[66]氦有更详细的描述。

献:稳定同位素(Ne^{20}和 Ne^{22})的首次分离。① 1919 年,他放弃卡文迪什的职位而去担任三一学院的院长,并身居此职直到 1940 年去世。他比年幼于他的卢瑟福多活了 14 年。汤姆逊也被安葬在科学角(和卢瑟福一样,葬的都是骨灰)。

在第 4 章讨论塞曼效应后,本书中讲述洛伦兹的不多。在紧接着的几年里,他几乎完全专注于研究他的电子论,如彭加勒和爱因斯坦多次承认的[70]那样,这一工作使他成为狭义相对论最重要的先驱者。他确实一直跟随着量子物理学的发展,但总体而言,他只是一个旁观者。在他的哥伦比亚大学的演讲中(1906 年),他提到汤姆逊的原子模型,[71]但很少谈到原子结构或光谱。在生命的最后十年,他领导规划了须得海②的部分开垦,这给他带来了国家荣誉。

洛伦兹于 1928 年 2 月 4 日去世,两天前,皇家学会收到狄拉克那篇包含塞曼效应的相对论性量子论的文章。2 月 9 日,在他被安葬的那一天,按邮政局总局长的命令从正午到 12:03 关闭了荷兰所有的电报局。穿越哈勒姆③的葬礼路线上的明亮街灯披挂着黑绉纱。埃伦费斯特、卢瑟福、朗之万和爱因斯坦都在墓旁讲了话。[72]

卢瑟福在 1914 年被册封为爵士。他对物理学最后的重要贡献,也是他在曼彻斯特发表的最后一篇论文:《(氮)核的诱发嬗变的第一个实例》。[73]要记住的是,这是他个人努力的结果,唯一的助手是实验室管理员凯伊(W. Kay)。卢瑟福承认"在计算闪烁现象时,他给予了无法估量的帮助"。1919 年,卢瑟福接任汤姆逊在卡文迪什的职位。1931 年他被封为纳尔逊的卢瑟福男爵(Baron Rutherford of

---

① 他当时并没有立刻弄清楚这个测量的解释。[69]

② 须得海(Zuiderzee)为 13~20 世纪伸入荷兰的北海海湾,面积约 5000 平方公里。1000 年前后人们曾围绕居住处高地筑堤阻挡海水,在堤内垦殖土地。几经周折,1927~1932 年,长 30 公里、横贯须得海的大堤落成,把须得海分隔为 5 块圩地。留下来大大缩小的水面起名为艾瑟尔湖,已渐渐成为淡水湖——译注

③ 哈勒姆(Haarlem),荷兰北荷兰省省会。距北海 7 公里,在首都阿姆斯特丹市西侧——译注

Nelson)。他的盾徽的式样为：一个X型拱形十字，红色X形左右两侧空间的小盾形中各有一只深褐色的无足鸟；徽章上端有一只十分独特的鸸鸵站在一块岩石上；两边各有一个扶持盾形的人，右边是赫耳墨斯·特利斯末杰斯脱①，左边是一个毛利人②，在他外侧的手中握着一根非常奇特的棒。③

217 玻尔于1916年4月被任命为哥本哈根大学物理学教授。几个月后，他的第一位合作者，年青的克拉默斯从荷兰来到这里，两年后又有克莱因(O. Klein)加入到他们中间。1921年1月，玻尔迁到他自己的"理论物理研究所"。在以后的40年里他成为科学界鼓舞人心的人，而且在某些方面，还成为从世界各地聚集到哥本哈根的所有物理学家的领袖。④ 关于他的风格已有令人满意的记载："他总是认为所有科学进步都具有暂时性的特征，从他最早提出他的氢原子开始，就强调那仅仅是他还不十分了解的一个模型。他确信，每一次进步都必定要牺牲一些原先的'确定性'，他总是准备为下一个进展作出牺牲。"[74]

我们以后还会听到更多有关卢瑟福和玻尔的故事。

6. 步伐的改变。 1918年4月，卢瑟福给伦琴学会作了一次报告，在报告中说："1895到1915年的20年将永远被认为是物理学史上无与伦比的重大科学活动时期。然而在一定程度上，它也是一个思索、推测的时代，但总的来讲它还不是一个随意作出推测的时代，因为事实上那时主宰进步的主流思想，始终显示出一个坚实的基础。"[75]

除了在下一章的开头有一些简单的但是重要的论点以外，我对

---

① 赫耳墨斯·特利斯末杰斯脱(Hermes Trismegistus)为传说中的希腊神，是宙斯和迈亚的儿子。他是上帝的信使，是科学之神、交往之神、雄辩之神以及生活艺术之神。名字由新柏拉图主义所起，特利斯末杰斯特是赫耳墨斯的衔头。——译注

② 毛利人(Maori)系居住在新西兰的波利尼西亚人。——译注

③ 我要感谢诺福克的司宗谱纹章的官员为我作出这个盾徽的描述。

④ 关于玻尔研究所第一个十年的情况见参考文献25。

这 20 年的叙述现在告一段落。

在 20 世纪,在令人迷惑的实验事实与对它们所做的至少看上去似乎可能的解释之间的裂隙,决没有比那 20 年中更宽的了。可以肯定,从实验室中得到难解的、甚至令人吃惊的新信息的时代,到那时还决没有结束。然而这样说似乎也是正确的:大概在卢瑟福讲演的时候,这个裂隙开始慢慢地缩小了。相应地,现在故事的步伐开始加速,让我们看看 1915 年前后的状况。

量子物理学并没有处于危机中。它本身就是一个危机。维格纳(E. P. Wigner)曾告诉我,他 20 年代初听了在柏林举行的学术讨论会后,开始相信人们也许永远不会领会量子论的含义。他也向我提到,狄拉克("我那著名的妹夫")很久以后曾告诉他,在那些早年岁月他自己也曾有过类似的想法。然而在玻尔和索末菲之后人们就不曾怀疑,量子是开启原子结构的钥匙。与前 4 章所述的本世纪早期那些无能漂流相比,这本身就是一个进步。

218 到 1915 年,原子现象和核现象之间的所有重要区别已一目了然。正如下一章将展示的,核物理学可以作出极富尝试性的开端,尽管前方已设下了一个很深的简单性陷阱。

在原子和分子的光谱学领域中的实验技术是相当先进的,而放射性以及电子、α 射线和 γ 射线的散射和吸收则稍差些,然而在那些领域中,已经有了引人注目的改进,例如,放射化学(以下各章都未讨论这一学科)正方兴未艾。

1915 年爱因斯坦完成了他的引力基本方程,提到这一点,是很重要的。这一理论从未(至少到现在)经历过可以同量子论相比拟的危机。

在 20 世纪 20 年代初——物理学前沿被欧洲垄断的最后一个十年的开始——在四个主要学派里,新的一代正在为新发展做准备。这四个学派是:哥本哈根的玻尔学派,哥廷根的玻恩学派,剑桥的卢瑟福学派和慕尼黑的索末菲学派。

1925～1927 年,标志着新时代的开端。发现了非相对论性量子

力学，它的主要原理也被理解了。在第 12 章，我将给出主要事件的一个小的年表。结果，在原子物理学和分子物理学中获得了爆炸性的理论成果。物理学和化学的逻辑开始彼此相交。物质中粒子的散射和吸收的理论有了基础。在大块物质的理论如金属理论面前，大门敞开了。

然而，我们将把这个奇迹般的物理学的大部分搁置一边，而走向物质深层，走向更短距离、更高能量和原子核的里层。作为开端，我们必须回到 1913 年。

References

1. Chapter 9, Section (e), part 2.
2. A. Pais, *Subtle is the Lord*, pp. 236, 487, Oxford Univ. Press 1982.
3. G. von Hevesy, letter to Niels Bohr, September 23, 1913, repr. in *Niels Bohr, collected works*, Vol. 2, p. 532, Ed. U. Hoyer, North Holland, Amsterdam 1981.
4. Chapter 9, Section (e), part 6.
5. R. J. Strutt, *Life of John William Strutt, third baron Rayleigh*, p. 357, Univ. of Wisconsin Press, Madison, Wis. 1968.
6. A. Sommerfeld, letter to N. Bohr, September 3, 1913, repr. in Ref. 3, p. 123.
7. *Nature* 92, 304, 1913.
8. Chapter 9, Section (c), part 6.
9. Chapter 9, Section (e), part 5.
10. J. W. Nicholson, *Nature* 92, 199, 1913.
11. A. E. Haas, letter to N. Bohr, January 6, 1914, repr. in Ref. 3, p. 127.
12. *La structure de la matière*, pp. 20, 50, Eds. R. Goldschmidt, M. de Broglie, and F. Lindemann, Gauthier-Villars, Paris 1921.
13. Cf. T. J. Trenn, *Radioactivity and atomic theory*, p. 341. Taylor and

Francis, London 1975.

14. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 27, 488, 1914.
15. E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc. A* 90, 1914, insert after p. 462.
16. E. Rutherford, *Nature* 94, 350, 1914.
17. W. Peddie, *Phil. Mag.* 27, 257, 1914.
18. A. W. Conway, *Phil. Mag.* 26, 1010, 1913.
19. J. J. Thomson, *Atomic theory*, Clarendon Press, Oxford 1914.
20. J. J. Thomson, *The electron in chemistry*, Lippincott, Philadelphia 1923.
21. J. J. Thomson, *Beyond the electron*, Cambridge Univ. Press 1928.
22. J. J. Thomson, *Recollections and reflections*, p. 425, Bell, London 1936.
23. Ref. 3, p. 122.
24. *Naturw.* 11, pp. 535 ff., 1923.
25. P. Robertson, *The early years, the Niels Bohr Institute* 1921—30, Universitetetsforlaget, Copenhagen 1979.
26. Chapter 7, part 4.
27. Chapter 7, part 5.
28. Chapter 9, Section (e), part 3.
29. Chapter 9, Section (e), part 6.
30. Chapter 9, Section (c); Chapter 4, Section (d).
31. Chapter 9, Section (c), part 6.
32. A. Pais, in *Niels Bohr*, p. 215, Ed. S. Rozental, Wiley, New York 1967.
33. N. Bohr, *Phil. Mag.* 26, 1, 1913.
34. N. Bohr, letter to E. Rutherford, March 6, 1913, repr. in Ref. 3, p. 111.
35. E. Rutherford, letter to N. Bohr, March 20, 1913, repr. in Ref. 3, p. 112.
36. Chapter 6, Section (c).
37. Chapter 7, Part 1.
38. Ref. 2, Chapter 21, Section (d).
39. Ref. 2, Chapter 22.
40. A. Sommerfeld, *Sitz. Ber. Bayer. Akad. Wiss.* 1915, p. 459.
41. A. A. Michelson, *Phil. Mag.* 34, 280, 1892.
42. N. Bohr, *Phil. Mag.* 27, 506, 1914, footnote on p. 521.

43. W. E. Curtis, *Proc. Roy. Soc.* *A* 90, 605, 1914, esp. pp. 614, 620.
44. N. Bohr, *Phil. Mag.* 29, 332, 1915.
45. U. Benz, *Arnold Sommerfeld*, p. 87, Wissenschaftliche Verlagsges., Stuttgart 1975.
46. *Einstein / Sommerfeld Briefwechsel*, Ed. A. Hermann, Schwabe, Stuttgart 1968.
47. Ref. 3, p. 603.
48. F. Paschen, *Ann. der Phys.* 50, 901, 1916.
49. Cf. A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, 4th edn, p. 436, Vieweg, Braunschweig 1924.
50. L. Janicki and E. Lau, *Zeitschr. f. Phys.* 35, 1, 1925.
51. N. Bohr, *Dansk. Vid. Selsk. Skrifter* 4, 1, 1918; see esp. p. 34 and the footnote on p. 60; repr. in *Niels Bohr, collected works*, Vol. 3, p. 67, Ed. J. R. Nielsen, North Holland, Amsterdam 1976.
52. A. Rubinowicz, *Naturw.* 19, 441, 465, 1918; repr. in *A. Rubinowicz, selected papers*, p. 31, Polish Scientific Publishers, Warsaw 1975.
53. G. E. Uhlenbeck and S. Goudsmit, *Physica* 5, 266, 1925; W. Pauli, *Handb. der.*
54. A. Landé, *Zeitschr. f. Phys.* 5, 231, 1912; 11, 353, 1922.
55. G. E. Uhlenbeck and S. Goudsmit, Ref. 53.
56. J. Slater, *Proc. Nat. Acad. Sci.* 11, 732, 1925.
57. G. E. Uhlenbeck and S. Goudsmit, *Nature* 117, 264, 1926.
58. G. E. Uhlenbeck and S. Goudsmit, *Physica* 6, 273, 1926.
59. W. Gordon, *Zeitschr. f. Phys.* 48, 11, 1982; C. G. Darwin, *Proc. Roy. Soc. A*, 118, 654, 1928.
60. A. S. Eddington, *Relativity theory of protons and electrons*, Macmillan, New York 1936.
61. G. Beck, H. A. Bethe, and W. Riezler, *Naturw.* 19, 39, 1931.
62. J. W. Nicholson, in 'Discussion on the structure of the atom', *Proc. Roy. Soc.* *A* 90, 1914, insert following p. 462.
63. H. A. Kramers, *Zeitschr. f. Phys.* 13, 312, 1923.
64. M. Born and W. Heisenberg, *Zeitchr. f. Phys.* 16, 229, 1923.

220

65. A. Sommerfeld, *Rev. Sci. Instr.* 7, 509, 1923.
66. J. Mehra and H. Rechenberg, *The historical development of quantum theory*, Vol. 1, Chapter 4, Section 2; Vol. 3, Chapter 5, Section 6, Springer, New York 1982.
67. Chapter 9, Section (b), part 3.
68. Kelvin, *Phil. Mag.* 15, 397, 1908.
69. J. J. Thomson, in *Royal Institution Library of Science*, Vol. 7, p. 296, Eds. W. Bragg and G. Porter, Elsevier, New York 1970.
70. Ref. 2, Chapters 7 and 8.
71. H. A. Lorentz, *The theory of electrons*, Chapter 3, Teubner, Leipzig 1909.
72. G. de Haas-Lorentz, *H. A. Lorentz*, North Holland, Amsterdam 1957; also *Haarlem's Dagblad*, February 9, 1928.
73. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 37, 581, 1919.
74. *New York Times*, November 19, 1962.
75. E. Rutherford, *J. Roentgen Soc.* 14, 81, 1918.

11. 核物理学的幼年时代

(a)引言

元素的原子量 A 的概念是在道尔顿(J. Dalton)创建化学科学时建立的。此后不久就有对 A 的第一个实验报道。人们可以通过1819年杜隆(P. L. Dulong)和珀替[1](A. T. Petit)在建立固体比热的规则[2]中所使用的 A 值来了解原子量早期数据。其中9个好的数据是(为比较起见,在括号里加进现代的 A 值):铋213(209),铅207(207),金199(197),银108(108),锌64(65),铜64(63),镍59(59),铁54(56),硫32(32),;2个差的数据:铂178(195),钴39(59);还有一个明显由于不了解化学价而得出的错误值:碲64(128)。① 杜隆和珀替选择氧的 A 作为他们的单位。我则用氢作为单位,把他们的数据乘以16。对本章的目的而言,人们无论选择 A(氧)=16(1898年由德国化学学会采取的标准)还是 A(氢)=1,都没有什么区别。

随着时间的进展,已知元素的数目不断增加,A 的数据也不断改进,碲这种类型的错误却迟迟未能消除。到1832年人们知道[3]氯的 $A\simeq35.5$,它搅乱了普劳特的假设,这个假设说所有 A 的数据应该是

① 因化学价的规则偶然产生的混淆情况见第4章(b)节。

氢原子量的整数倍。① 当时普劳特本人评论道："我认为在尺度上比氢还小的物体是不合理的……可能不存在，其他物体可以是它的整数倍，而不会是分数倍。"[4] 1869 年，门捷列夫（D. I. Mendeléev）将元素按照它们原子量的值排列时，元素显示一种明显的周期特征。在作这一排列时，他为 72 种元素配置了 A 值。②

门捷列夫周期表的第一个版本[6] 与现代的版本仅仅有部分相似。碲被定为 $A=128$，但带有一个问号的标记；钍被定为 $A=118$（正确值为 232），也带上一个问号。他的铀值是 $A=116$，是从三价铀推出这个错误值的。直到 1880 年，门捷列夫还评论道："我们不能在表中安排铀的任何确定的位置。"[7] 不久以后，他勇敢地指出："$U=120$……与周期律不对应。因此我建议把它的原子量加倍"[8]（正确值为 238），这是他大胆地利用周期表做出的第一个新预言。此外，他从化学价出发——他用于周期性的主要判断标准——推出周期表中存在 3 个空位。到 1886 年，相应的元素（镓、钪、锗）都已被发现，对周期表的犹豫和怀疑大都消除了。

即使我们注意到在他的周期表中，实际上不只有 3 个而是有 20 个空位（如果以铀为终点）③，这并不会削弱门捷列夫的成就。在 1869 年他无法预言的元素都是零价族，即惰性气体。在标准的排列中，价相同的元素占据表中同一列。显然，在一行里至少要知道一个元素，才可能在这一行里发现有空位。当第一次写出周期表时，全部的惰性气体都还未为人知。

20 世纪初惰性气体已被发现，这时周期表的开头部分是：

---

① 参见第 9 章(b)节第 3 段。

② 门捷列夫在承认别人对建立周期系统的贡献方面是最大度的，尤其是对迈耶尔（J. L. Meyer）的贡献。[5]

③ 这是由这个标准引起的（在(d)节中讨论）：1～92 的每一个核电荷值都归属于一个元素。

元素	H	He	Li	Be	B	C	……
N	1	2	3	4	5	6	……
A	1	4	7	9	11	12	……

其中序数 N 仅仅表示元素随 A 增加时在一个线性排列中的位置。尽管数字 N 在当时还没有物理意义，然而人们猜测它有一定的重要性。例如，有人尝试①——纯粹是玩弄数字游戏——寻找一个把 A 表达成 N 的函数的“定律”。只要人们还未掌握表中可能有的空位，这就是一种冒险的行为。谈到空位，常有人猜测可能存在 $A=2$ 和 3 的元素。氕和氦是优先的候选者。

也有过一些奇特的不规则性。再重复一下，二维平面上的元素表格是这样得到的：首先把它们按 A 从小到大依次排好，然后再排成列，使相同价的元素出现在相同列，如惰性气体、碱族等等。但明显的是，这两个步骤并不完全相容，例如，从原子量来看，镍要在钴的前面，但从价来看钴应该在镍的前面。1908 年，巴克拉为此专门写了一篇论文。[10] 其他这样不规则的情形也被发现了，如氩和钾，碲和碘。

到 1911 年，周期表的重要性已经无可争议。但是这张表意味着 223 什么呢？它的空位在哪儿呢？到底有多少个元素呢？

本章致力原子核物理学这一物理学新分支发展的最早时期，它是由卢瑟福对 α 粒子散射的解释而开创的。1911～1925 年，那是一个有许多重大进展和一个重要陷阱的时期。(b)节论述玻尔认识到 β 衰变是一种原子核行为的过程，(c)节讨论同位素的发现。(d)节继续讲述周期表的故事，最后是布鲁克(A. J. van den Broek)的猜测和莫斯莱用实验证明关系式

$$N=Z \tag{11.1}$$

① 更进一步的参考，可见参考文献 9。

式中的 Z 是以 $-e$ 为单位的原子核的电荷，e 是电子的电荷。(e)节有一个显示简单性弊病的新例子：假设原子核由氢原子核和电子组建而成。在(f)节，讨论了理解原子核束缚能初期的蹒跚步伐。(g)节谈到物理学家和第一次世界大战。最后，(h)节讲述了在原子核里有新力在起作用的最早的暗示。对于紧接其后的一段时期，我只留下一个与核物理学有关的课题。在第 14 章我将讨论那些年里关于 β 能谱的事情。

(b)尼尔斯·玻尔论 β 放射性

在 1911 年 10 月召开的第一届索尔维会议的讨论过程中，玛丽·居里观察到热的、光的、弹性的，磁的和其他的一些现象都依赖于原子的外围结构，对此她说："放射性现象组成了另一个世界，它与以前的[现象]毫无联系。因此，放射性现象似乎起源于原子内部更深的一个区域，这个区域是我们的影响力所达不到的，或许也是我们的观察手段所达不到的，除非在原子爆炸的那个瞬间。"[11]

在这之前的 5 月份卢瑟福已宣布发现了[12]原子核。我不知道玛丽·居里是因为不知道这项工作，还是不相信其结果，或者不能看到其间的联系，使得她没有对那些针对原子核的有见地的评论探根究底。我也不知道，为什么当时坐在听众席上的卢瑟福强忍着不把居里的注意力引向原子核。我确实知道(前边已提到过)，卢瑟福自己在 1911 和 1912 年的观点是什么：α 衰变是源于原子核的不稳定性，β 衰变是源于外围电子分布的不稳定性。[13]

正是玻尔最后把事情弄顺当了。1913 年，在第二篇[14]论述原子和分子结构的论文中，有一节的题目是《放射性现象》，玻尔写道："卢瑟福的原子结构理论的一个必然结果是，α 粒子起源于原子核。根据现有的理论，高速 β 粒子由原子核里释放出来，似乎也是必然的。"

224

他支持这个图象的论据是双重的。一是他那时完全知道(外围)轨道电子能量大小的数量级，而从 β 衰变中释放的能量不可能简单

地用外围电子轨道的过程来解释。第二个原因与同位素有关(玻尔当时还未采用同位素这个词语,我将在下一节再回到这个课题)。他注意到有些物质"它们只在放射性和原子量方面不同,而其他物理和化学性质是一样的……唯一的差别是质量和原子核的内部结构"。然后,他推理说:有实例显示,两种看上去相同的元素能发射出不同速度的β射线。他也知道"所有其他物理和化学性质"是由外围的电子决定的。因而他得出结论,β射线必定起源于原子核。1913年秋,人们终于认识到所有放射性过程都是核过程。

不久以后的1913年10月,玛丽·居里在第二届索尔维会议上大胆提出相似的想法[15],只是没有提及玻尔。卢瑟福——这次也在听众席上——也没有把居里的注意力引向玻尔的工作……

(c)同位素

"同位素"这个术语是在1913年创造的,[16]但是在1911年初,甚至在发现原子核之前,对其基本物理概念的一些要点已经有了正确的叙述。因此这一系列事件的发生一点也没有让人吃惊。"有些元素有相同的物理和化学特性,只有原子量不同",这一陈述没有涉及原子核,因而不够精确,但对于现象的判断显然是足够了。

到1910年,人们确切相信,存在几组化学性质相同而A不同的元素。其中一例就是以下①5种物质:钍、放射钍、放射锕、镤和铀-X。同位素的发现应归功于索迪,因为他早在1911年就写道:"这一结论几乎没有受到抵制,即:有些元素化学性质不仅类似,甚至完全一致……原子量不同的元素可以具有相同化学性质的认识,似乎注定在不活泼元素范围②中有最重要的应用……化学上的同质性不

① 最终确定是钍的同位素,各自的$A=232,228,227,230$和234。要了解放射化学的早期发展,可参见索迪1923年的叙述。[17]

② 最早的不活泼同位素Ne^{20}和Ne^{22}于1913年发现。

225 再能够说明任何设定的元素不是几个不同原子量的混合，或者任何原子量不仅仅是一个平均数。不论资料的来源如何，原子量的恒久不变都不是同质性的完全证明。”[18]这些都是物理学的辉煌成就。索迪的结论性的评价是：“原子量之间缺少简单的数量关系是一件理所当然的事，用不着大惊小怪。”

因此，1911 年人们开始认识到，几乎存在一个世纪之久的并常常被人们怀疑的普劳特规则，可能终究不是那么糟，只要人们牢牢记住：给定元素的原子量 A 是不同同位素质量的加权平均。

到 1913 年已经澄清[19]，同位素的出现是个规律而不是例外：“在该年年初就知道了，所有放射性元素都有特定的化学性质与其他元素共享。”已经有 40 种不同的放射性物质分配在周期表中 10 个位置上。

1917 年，索迪在皇家研究所作讲演，报告[20]他在同位素中寻找光谱区别的尝试：“没有发现确凿的区别，由此可以得出以下结论：同位素的光谱是相同的。”以后很快认识到这句话严格来说并不正确。[21]在光谱中超精细结构是重要的同位素效应之一，它在 1927 年研究氖时被发现。[22]

在放射化学中创立的这个规律被所谓的位移定律进一步加强。按照位移定律，一次 α 发射使原来的元素变成周期表中左边两列的元素，而一次 β 发射相应地把它移向右边一列。① 但所有发现这一规律的人对这个简单的规律性的初期认识，要么是不完全，要么是不正确的。② 如果人们知道一种元素在周期表中的位置系由它的核电荷所决定，读者就会感到奇怪，为什么他们不理解这个显而易见的规

① 这里人们可以想像成，周期表围绕着一个轴与表“垂直”的圆柱体作转动。

② 索迪的说法只适用于 α 衰变。[23]罗素[24](A. S. Russell)和赫维西[25]都讨论了 α 衰变和 β 衰变，但是主张在 $\alpha(\beta)$ 衰变中移动 2(1)步，视情况而或右或左。法杨斯[26](K. Fajans)说这些定律是正确的，但他相信，这些定律暗示放射性过程中有一个非原子核的起因。

律呢？然而，当位移定律第一次被阐述时，核电荷的事大家并不知道。让我们接着看看核电荷的作用是如何被发现的。

(d)从 A 到 Z

由公式(9.6)给出的卢瑟福散射截面 $\sigma(\vartheta)$ 正比于核电荷 Z 的平方。(与卢瑟福不同，我通常在等式(9.6)中用 N 代替 Z。)在卢瑟福推导散射公式的同一篇文章[12]中，他用盖革一马斯顿的数据检验了 $\sigma(\vartheta)$ 对 Z 的依赖关系[27]，这些数据来自从铝到铅等不同靶体的散射。226 他发现如果"……假设中心电荷[也就是 Z]正比于原子量 A"，则理论和实验之间的符合相当地好。[28]这确是人们需要的假设。1911 年，卢瑟福知道了许多事情，但就是不知道 Z 是什么。根据后来由盖革和马斯顿[29]改进的实验，他在 1914 年 2 月得出结论，Z 由下式给出[30]

$$Z \simeq \frac{A}{2} \tag{11.2}$$

人们无须亲自去做卢瑟福做过的实验，就会认识到这一关系对氢并不十分符合。卢瑟福的意思只不过是：对于周期表的相当一部分元素，(11.2)式似乎是第一个很好的猜测——事实上正是这样。

值得注意的是，巴克拉在 1911 年也得到同样的结论，但出自完全不同的根据。对伦琴散射[31]的数据作进一步分析后，他发现："J. J. 汤姆逊①爵士所给出的散射理论导致这个结论：就轻原子而言，每个原子的散射电子数大约是轻原子中原子量的一半($A \leq 32$)。"巴克拉和卢瑟福各自的结论对于中性原子当然是相同的。

也是在 1911 年，人们发现涉及到 A 的第三种原子规律性与 X 射线光谱有关，这在当时是件新鲜事。就在这之前几年，巴克拉和他的合作者们已经作出重要的发现：照射不同元素的 X 射线产生分立

① 在第 9 章(c)节第 6 段业已解释，这个散射如何提供了每个原子的电子数方面的信息。巴克拉参照汤姆逊考虑了(9.5)式。

的次级 X 射线，它们对于每一种元素是特有的，但本质上独立于入射的辐射（只要射线足够硬（就是能量够高）的话）、靶体的密度、聚焦状态以及化学组成。[32] 为了方便读者，我现在要谈一谈与 X 射线光谱有关的几个以后才弄清楚的事实。原子的电子结构由一系列壳层所组成，最里层叫做 K 层，外一层叫 L 层（符号是由巴克拉引入的[33]），然后是 M 层……如果有足够硬的 X 射线把一个电子从 K 层击出，空出的位置被从 L、M……层中来的电子占领，并伴随分立 X 射线的发射。这些就是所谓的 K 线；K_α 相应于 L→K，K_β 相应于 M→K……在这些射线中，K_α 具有最低的能量（频率），K_β 高一些……作为强度来讲，K_α 比 K_β 强……。M→L 的谱线由 L_α 等表示。在标准的教科书中，所有这些都被解释得很清楚。

然后在 1911 年，来自剑桥的惠丁顿（R. Whiddington）提出一个问题：一条给定的光谱线譬如说 K_α 的频率，与靶体的选择有何联系呢？为此，他把具有已知速度 v 的一束阴极射线对准产生 X 射线的对阴极。产生的这些 X 射线又撞击一个不同成分的二级靶子，产生出 K，L，……线。他的结果是[34]（用现在的语言）：对于从铝（Al）到硒（Se）的元素，当且仅当 v 超过临界的速度 v_c 时才产生 K_α，v_c 由下式给出

$$v_c \simeq A \times 10^8 \text{ 厘米/秒} \qquad (11.3)$$

这个结果（有几年被称作惠丁顿定律）对于玻尔在 1913 年思考原子中最内层电子轨道很重要。[14]

于是，α 散射、X 射线散射和 X 射线光谱把大家的目光都集中于 A，把 A 看成周期系统的有序参数。但后来所有这些都改变了，这起因于 X 射线光谱中基本的新实验发现，以及一个我下面将要介绍的不可思议的人物的理论推测。

荷兰人范登布鲁克在莱顿和索邦学习法律，在维也纳和柏林学习计量经济学。作为一名律师他靠作房地产交易谋生。① 此外，他

① 有关范登布鲁克最详细的生平和所从事的物理学活动，见参考文献 35。

是一位业余理论物理学家，对包含在周期表和普劳特规则中的数字规律性有强烈兴趣，他曾就这些内容发表过（大约20篇）物理学论文。在他的第一篇论文（1907年）中，他提出一个近似规则，即后一个元素的 A 比前一个元素多2，由此得出结论应该有120种元素。[35] 遵照门捷列夫偶然作出的一个评论，他又提出了一个立体的周期表而不是以往的平面周期表。[37] 不久（1911年7月），他在《自然》杂志[38]上发表了一封20行的信，标题是《可能的元素数目和门捷列夫的"立体"系统》。文中他参考了卢瑟福论述原子核[12]和巴克拉论述X射线散射的最新论文。[31] 以他之见，这些结果，特别是（11.2）式，不仅进一步证实了他早些时候关于120种元素的想法（因为对于铀而言，$A\simeq 240$），而且也证实了他的立体周期表的想法。然后，他作出了那引人注目的结论："如果能证明这个立体周期系统是正确的，那么，元素可能的数量就等于原子最大的（任一符号的）恒定电荷数量，或者说对于任一恒定电荷数（对两种符号均适用）①都相应有一种可能的元素。

这样，在对周期表的不正确理解的基础上，以及 Z 和 A 之间不正确的关系式（11.2）的基础上，Z 作为周期表序数，就这样第一次进入了物理学。②

在下一篇论文[39]（1913年1月）中，他用一个平面系统代替了立体系统，但比现代的版本要复杂得多。这篇文章的主要结果被称为范登布鲁克规则："按原子量增加的次序而排列的每一个元素的序数，等于原子量的一半，因而也就是原子内部的电荷数。"玻尔在他 228
1913年三部曲的第二篇文章中引述了这个结果。这个规则在正确的方向上跨出了一大步，然而远非完美。首先，它仍旧坚持（11.2）式。第二，它忽视了镍-钴和前边提到的其他不规则性。

① 两种符号的电荷当然指的是电子和原子核。

② 范登布鲁克从未适当考虑同位素的概念。在使 β 发射体符合他的方案方面也遇上了困难。

此后，在 1913 年 11 月 27 日给《自然》杂志[40]的一封信中，范登布鲁克迈出了破解 A 与 Z 之间联系的关键一步："那个假设[元素的序数等于 Z]与门捷列夫周期表符合得很好，但是核电荷不等于原子量的一半。"

他的思想之所以发生转变是由于盖革和马斯顿刚刚发表了改进的结果。[29]范登布鲁克注意到，这个结果表明关系式(11.2)不能很好地适用于铜和金的数据。① 因此，把 Z(与 A 一样)作为一个独立的原子核参数引进的功劳，应当归于范登布鲁克。(在下一节我将涉及这篇论文所作的另一个有趣的评论)

立即有了肯定的反响。在下一期《自然》杂志中，索迪指出[41]范登布鲁克的结论使位移定律的意思变得明显了：对于 $\alpha(\beta)$ 衰变，Z 变化 $-2(+1)$。一周以后，卢瑟福也在《自然》杂志中写道[42]："范登布鲁克建议原子核上的电荷等于原子序数[也即周期表中的顺序编号]而不是原子量的一半，我觉得非常有前途。"至于范登布鲁克本人，他接着评论道[43]：如果用 $2Z$ 来替代 A 的话，惠丁顿定律(11.3)式的用途就会大大改善。后来他发表的东西越来越陷入纯思辨，没有多少影响，接着他就像进入时一样突然地从这个舞台消失了。

我现在转向这一节的高潮，莫斯莱对 X 射线 K_α 波长的精确测量。莫斯莱于 1913 年在曼彻斯特开始这项工作，他从 1910 年起曾在那儿担任各种较低的职位，包括"教授白痴原理"(teaching idiots elements)。② 1914 年他解释了[46]是什么激励他对 X 射线进行研究："我的工作就是为了检验范登布鲁克的假设，玻尔已经吸收这个假设成为他理论的一个基本部分。"③玻尔在 1913 年 7 月访问了曼彻斯特(正好在莫斯莱所提到的那篇文章完成之后)，他在回忆中[47]谈到

① 盖革和马斯顿倒不太担忧："偏离……几乎在实验误差之内"。

② 有关莫斯莱的生平和工作详细的记载，可以参看赫尔布朗的传记，[44]以及参考文献 45。

③ 莫斯莱在这里提到的是由范登布鲁克已在 1913 年 1 月给出的不完美的假设。[40]

了当时他与莫斯莱的讨论:"在同莫斯莱讨论镍和钴是否应按它们原子量的顺序排列时,我才对他有了一些真正的了解。莫斯莱……问我对它是怎么想的。我当时说:'对此没有什么可怀疑的。它肯定按照原子序数[即不是 A]来排列。'然后他说,'我们试试看。'这就是他实验的开端……尔后他以极快的速度做了这些实验。" 229

莫斯莱的实验安排是巧妙的和令人振奋的。他让一列小小的火车——每个车箱载了一个不同的靶——在一个一米长的阴极射线管中移动(用一个从牛津大学巴利奥尔学院借来的真空泵把管内抽成真空)。每一个靶体在阴极射线撞击后依次产生分立的特征 X 射线。它们通过一个狭小的窗口从管中射出,然后落到一个晶体的解理面上,这个解理面用来作为测定特征 X 射线波长的衍射光栅。莫斯莱在两篇论文中[48]记录了 21 种元素的 K_α 线的频率 ν_α。① 在范登布鲁克、巴克拉和玻尔的启发下,他用以下方法分析了他的数据。用 Z 来为元素编号,令 $\nu(Z)$ 为元素 Z 的 K_α 的波数,R 是氢的里德伯常数。他的实验显示一种漂亮的规律性:当 $Z\to Z+1$ 时,量 $\{4\nu(Z)/3R\}^{1/2}$ 增加 1,因此具有 $Z-\sigma$ 的形式,其中 σ 是一个常数。于是他写下一个巴尔末型的公式:

$$\nu(Z)=R(Z-\sigma)^2\left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{2^2}\right) \tag{11.4}$$

他接着论证,如果这是正确的,对于钙 $Z=20$(的确如此),由 $\nu(20)$ 的数据可得到:

$$\sigma=1 \tag{11.5}$$

现在反过来,通过准确分析(11.4)式和(11.5)式,莫斯莱可以很容易(有人这样说)一一认出各个元素了。以铀作为结尾,应当有 92 个元素。缺了 7 个。所有这些后来都被发现了,有些是用 X 射线分析,

① 此外他报道了许多有关别的 K 线和 L 线的结果。

有些是用日后不同时期的技术。① 卢瑟福把莫斯莱的工作置于与周期表发现同等重要的高度。[50]法国化学家乌尔班(G. Urbain)的看法是[50]:"莫斯莱的工作用一种十分科学的精确性替代了偏重于想像的门捷列夫分类法。"

(11.4)和(11.5)两式的含义是:它们为从 L 壳层($n=2$)到 K 壳层($n=1$)的跃迁所伴随的 X 射线的频率计算出一级近似的正确值。由于精细结构的诸项(它随 Z^4 变化,见(10.2)式),方程式(11.4)就需要作相当大的修正。σ 项的出现是因为有核电荷的屏蔽。莫斯莱了解这一点,但尽管他是杰出的物理学家,仍为 $\sigma=1$ 的原因而徒劳地冥思苦想。玻尔(莫斯莱把这些情况写信告诉玻尔[51])无助于莫斯莱,因为他当时错误地相信对于 $Z>7$ 的情况,K 壳层包含 4 个或更多的电子。[14]实际上它总是只包含两个电子。因此,如果其中一个电子被打出来,那么随后的跃迁 L→K 将出现在核被一个单位电荷屏蔽的场中:$\sigma=1$。

230

(e)一个新的陷阱:原子核的第一个模型

早在 1914 年人们就知道,原子核是所有放射性过程活动的处所,核的种类由数 A 和 Z 来决定。人们也相信,在 α 粒子和核之间的相互作用纯粹是电磁作用。达尔文从已知数据得出结论[52]:"除了反平方力外,正比于距离的其他幂次的力,都不能够给出[卢瑟福散射截面]依赖于[初始速度]的关系式。"卢瑟福假设这是正确的,然后计算 α 粒子逼近核的最小距离,1911 年他认识到[12,19],核半径很小:$r\lesssim 3\times 10^{-12}$ 厘米。同理,达尔文在 1914 年注意到[52]:"氢和氦的[核]半径肯定小于 10^{-13} 厘米。"显然,氢的核特别重要。卢瑟福早在 1914 年就强调指出"氢核是**正电子**(他加的着重号)[30]。"氢原子核在

① 这 7 种元素的 Z 值和发现的年代分别是:镤(91,1917),铪(72,1923),铼(75,1925),锝(43,1937),钫(87,1939),砹(85,1940),钷(61,1945)。[49]

那些日子常被称作 H 粒子,"质子"的名字是以后才有的。概括地说:早在 1914 年,人们就知道有关放射性和 A、Z、r 的基本事实以及有关 H 粒子的一些基本特征。

那么,原子核是由什么组成的呢?

在引进 Z 作为一个独立参数的论文[40]中,范登布鲁克第一个提出 α 粒子和电子是原子核的组分。电子对于核质量的贡献十分小。他注意到电子主要的作用是将电荷补偿到正确的数值。当然,不是所有的原子核都只由 α 粒子和电子组成,因为这样的话,质量 A 就只能近似地是 4 的倍数。显然 H 粒子会有助于克服这个困难。事实上,1914 年 2 月卢瑟福想到了[30] α 粒子本身的结构:"可以期望,氦原子[即 α 粒子]包含有 4 个正电子[H 粒子]和 2 个负电子",用符号表示为 $He=4H+2e$;一般地说,对于一个给定的质量为 A 和核电荷为 Z(把 A 处理成一个整数)的同位素 X,有:

$$X=AH+(A-Z)e \qquad (11.6)$$

在 1914 年 3 月 19 日的一次皇家学会讨论会上,卢瑟福对核结构作了进一步的论述[53]:"一般的证据表明,初级 β 粒子产生于核的扰动。因此原子核必须被考虑成一个由正粒子和电子组成的非常复杂的结构,但现在讨论原子核本身的可能的结构还为时过早(也不会有什么用)。" 231

因此,尽管总是小心翼翼和不乐意作猜测的卢瑟福,也轻率地假设:电子是原子核的组分。实际上,他从未把它当做是一个假设。难道这不是不言自明的吗?难道在 β 过程中,人们没有看到一些电子从某些原子中跑出来吗?对于卢瑟福,以及对于所有那时的物理学家来说,把电子说成是原子核的建筑部件和说房屋是由砖块组成的,或者说项链是由珍珠串成的,同样的合乎情理。

实际上,原子核的 H 粒子一电子图象是简单性的必然弊病的又一个例子。这个模型和它的错误,同样都是不可避免的。电子是原子核的建筑部件是不正确的,公式(11.6)是错误的。那么人们怎么理解电子以 β 衰变形式从原子核中产生呢?大约在卢瑟福于皇家学

会上的讲话之后 20 年，费米利用量子场论的工具找到了这个问题的答案。这将是以后章节的论题。在费米的工作之前很久就积累了一些证据，表明 H 粒子一电子模型有严重的麻烦。

我再回到 1914 年之后的那些年。鉴于 H 粒子的重要性，自然就要去寻找“自发的 H 衰变”。1915 年，实验显示了“一个极强烈的可能性，即 H 粒子是从放射性的原子中发射出来的”。[54]但随即这一可能又消失了。大约在那个时候，我们也亲眼见证在核中寻找亚结构的开始。1914 年卢瑟福就已经写道：“氦核是个非常稳定的构造，当它从放射性原子里以高速被逐出时，它在这种强烈的扰动下仍然能够保持不变；氦核可能是组成大多数原子的基本单位之一。”[30]还有一些新的亚单元也被提了出来：α 粒子(4H＋4e)，μ 粒子(2H＋2e)，以及别的粒子，这些主要都是因为数字术的原因。1921 年卢瑟福给博特伍德的信中写道：“写出这些东西极其容易，但是要得到实验证据以形成一个正确的决定却是极其困难。”[55]有些时候卢瑟福本人也被另一个亚单元 X_3(3H＋e)的貌似正确的证据引向歧路。凭借某种想像，人们确实能够把这些论文看作是 α 粒子模型、甚至壳层模型的先驱。① 尽管如此，说这些工作没有给物理学留下任何一点影响，我不认为是不公平的。

是什么力把原子核聚集到一起呢？

卢瑟福在 1914 年说：“原子核线度虽然非常小，但它是由正负带电体形成的非常复杂的系统，并由**非常强的电力**(重点号为我所加)把它们紧紧地束缚在一起。”[57]他还能说些什么呢？在那时除了电磁

232 力②和引力以外没有别的力，而引力对目前的问题显然是可以忽略的。尽管如此，人们在同一年卢瑟福的另外的陈述[30]中注意到一个奇怪的叙述：“[一些核电子]与一些正的核被包裹在一起，它们肯定由数量级不同于那些束缚外部电子的力保持着平衡。”正如我们将在

---

① 对这些论文的详细参考见斯图威尔[56](R. Stuewer)的一篇资料性的论文。

② 在 1915 年人们假设[58]磁偶极的相互作用或许对原子核内部的力有重要贡献。

本章的(h)节中所见,一种新的强核力的证明不久就要出现了。

那么原子核和量子论又是怎样的呢?

在《原子结构和光谱线》的第一版中,索末菲就大胆表示了以下看法[59]:“核的组成像原子的[球面]一样,是由同样的量子定律支配的。”在那个时候,再没有别的什么办法可以证实这一想法。如果连氮的原子光谱都不服从量子理论,谁又敢用它去处理 α 粒子呢?

(f)结合能

1905 年,当爱因斯坦第一次推导[60]出方程

$$E=mc^2 \tag{11.7}$$

时,他立刻评注说:“用那些能量可高度变化的物体(比如镭盐)来验证这个理论,不是不可能成功的。”然而,到 1907 年他已经相信,[61]要达到他所必需的实验精度①“当然是不可能的。”;1910 年他注意到[62]“目前无论如何没有希望”对等式(11.7)作出实验上的确证。

当爱因斯坦第一个提出运用放射性衰变中的重量减少来作为检验公式(11.7)的一种方法时,普朗克第一个注意到[63]另一种试验:一个束缚系统的重量比其组成成分重量和要小。这个效应非常之小(~10^{-8}克),但是这概念既新颖又杰出。

1913 年,朗之万把普朗克的说法应用[64]到原子核:“在我看来,由于与普劳特定律存在确定的偏离,内部[即结合]能的惯性质量因此是显而易见的。”不幸的是,他没有考虑同位素混合的影响,因此对束缚能效应估计过高。

为了对一个原子核 X 的核束缚能 B 的大小给出一个精确的含义,人们当然必须知道 X 的组分。直到 1932 年仍然用(11.6)式计算核的质量。只要人们没有更好的想法,他们就不可避免地陷于错 233 误的原子核质量公式(用明白的符号表示)

① 镭的重量以每年十万分之一的速率减少。

$$m_X = Am_H + (A-Z)m_e - \frac{B}{c^2} \tag{11.8}$$

核内部的力被假设为电磁力，因而它也是核结合能 B 的动力学起源。1914 年卢瑟福说："正如洛伦兹所指出的，一些带电粒子如果紧靠在一起，那么由这些粒子组成的一个系统的电质量，将不只依赖于这些粒子的数目，而且还依赖于它们的场相互作用的方式。就所考虑的正的和负的电子的尺度而言，为了产生由此而导致的可观的质量改变，它们必须贴靠得非常之紧。这可以解释诸如氦原子不是正好为氢原子质量的 4 倍这样的事实。"[30]然而，数量上的估计显示，为核结合假设的电磁起源只能给出一个极小的效应。楞次（索末菲的一个助手）强调了这一点，他是第一个集中精力研究[65]公式(11.8)的人。不管这公式有什么别的缺陷，它同 B 的动力学起源无关。

在无法做出结论的情况下，最好的物理学家们始终踌躇不决。直到 1921 年泡利还这么评论说："也许质量和能量等价的原理能够**在将来某一天**[着重号是我加的]通过观察原子核的稳定性来检验。"[66]当时质谱法已开始得出大量关于同位素质量的很好的数据。1927 年，阿斯顿提供了一张有 30 个同位素数据的清单。[67]结合能是用敛集率(packing fraction)来记录的，即比率 B/A（对于氧，$A=16$），于是根据定义，氧的敛集率等于 0。这是我所知道的描述这些数据的最含糊的方法之一，这也是因为氧有 3 种稳定的同位素的缘故。

1930 年问世的由卢瑟福、查德威克和埃利斯合写的书，在那些年是最有影响的原子核物理学教材，这本书中叙述了 α 粒子由 4H+2e 组成且有 27MeV 的结合能。

1932 年一切迷惑云消雾散。

在 2 月份发现中子的文章发表之后，很快就澄清了原子核是由质子和中子（见第 17 章）所组成。同月宣布发现了质量为 2 的氢的同位素氘。班布里奇(K. T. Bainbridge)的题为《同位素 H^2 的重量》(1932 年 10 月)的文章也许是最后一次对老的 H 粒子一电子模型的

论述[68]:"假设原子核是由两个质子和一个电子组成,那么结合能近似等于 2×10^6 电子伏特。如果 H^2 的原子核由一个质子和一个质量为 1.0067 的查德威克中子所组成,那么这两个粒子的结合能就是 9.7×10^5 电子伏特,"(正确值是 $B\simeq2.15$MeV)。人们发现,这最后的数值可能来自第一次对 B 的正确公式的应用,这个公式从此替代了老的公式(11.8): 234

$$m_X=Zm_p+(A-Z)m_n-\frac{B}{c^2} \tag{11.9}$$

其中 m_p,m_n 各是质子和中子的质量。

6 月份,考克饶夫和瓦尔登的论述由人工加速粒子产生的第一个核转变的论文发表了。[69]他们的结果是:

$$Li^7+\text{质子}\rightarrow2\alpha+(14.3\pm2.7)\text{MeV} \tag{11.10}$$

在误差范围内验证了公式(11.7),出现在反应中的所有粒子的质量都已经知道了。公式(11.10)是对 $E=mc^2$ 的新的一类检验中最早的例子。

在 1937 年,光速的数值——误差小于 0.5%——从一些核反应中得到了,在这些反应中所有有关的质量的和动能都是已知的。[70]于是 20 世纪 30 年代原子核有了正确的模型,并且在原子核现象的帮助下,$E=mc^2$ 的数值确证所必需的实验技术得到了改进。

然后,就有了原子弹……

(g)第一次世界大战中的物理学家

> 歌德嘲笑德国人谈及"祖国",夏多布里昂①和泰纳②嘲笑法国人谈及"祖国",而莎士比

---

① 夏多布里昂(F. R. de Chateaubriand,1768~1848),法国作家,消极浪漫主义代表,作品有中篇小说《阿达拉》、《勒奈》等。——译注

② 泰纳(H. A. Taine,1828~1893),法国文艺理论家、史学家,主要著作有《英国文学史》、《艺术哲学》等。——译注

亚和萧伯纳则嘲笑英国人谈及“祖国”。

G. F. 尼科莱:《战争的生物学》[71]

我再回到1914年。

8月份爆发的战争多被称为“伟大的战争”,一场结束所有战争的战争,一场世界大战,直到后来有一天人们把它记成第一次世界大战。那是一场对人类意志的大屠杀,类似的情况以前从未有过,死亡、受伤和失踪的人数超过3700万。在下面对一部分物理学家命运的关注中,我无法彻底摆脱心态上的失衡。但有一些评论还是正常的。

也许为那场战争的某些行为辩护的最臭名昭著的文件,是在1914年10月发表的被称为《向文明世界呼吁》的德文宣言。[72]从它签名的人数来看,也被称为《93号声明》;而根据它每一节的开场白,又被称为《那不是真实的》。在绪论之后是:“我们,作为德国科学和艺术的代表,在整个文明世界面前,抗议谎言和诽谤……”等等,然后无条件地否定了以下6点:德国煽动了战争;它蛮横地破坏了比利时的中立;它在并非严峻紧迫情况下,侵害了比利时公民个人的生命和财产;德国军队残忍地摧毁了卢万城;①德国命令无视各国的权利;最后还说,“我们的敌人伪善地假称,战争针对我们所谓的军国主义而不是针对我们的文化,这是不真实的。没有德国军国主义,德国文化早就被扫除出地球的表面。前者是由后者引起并在我们的土地上保护着后者,这片土地已经被蹂躏了几个世纪。德国军队和德国人民是一个整体……”等等。在这些签名者中我们发现以前遇到过的一些名字:E. 费舍、勒纳、奥斯特瓦尔德、普朗克、伦琴、W. 维恩,还有

235

① “德国军队在比利时的兽行是无可争辩的……比利时的反抗激怒了他们……当他们发现有反抗时,就抓住人质并处死他们……我相信,狙击是发生了,卢万城到处是游击队员,德国人向许多公民开枪并把城市付之一炬。大学著名的古老图书馆完全被破坏了。”[73]

能斯脱，化学家哈伯(F. Haber)和数学家克莱因(F. Klein)。还有超过3000名德国教授在赞同这篇宣言的文件上签了名。[74]还应该注意的是，这个声明的官方法文译文比原来的文本更富于煽动性。[75]

人们只能猜想是什么信念、隐情或责任影响了一个个签名者，或者有什么压力施加在他们身上。① 无论如何，他们的签名使我们对他们产生了不好的印象。他们的话在科学界引起的切齿痛恨，经过很多年才慢慢地平息下来。[77]

在这篇宣言发表后不几天，柏林大学生理学教授尼科莱(G. F. Nicolai)起草了一篇《告欧洲人书》，宣言中这样说道："凡是对共同的世界文化稍稍有点关心的人，为了维护这种文化所必须依据的那些原则，现在都有双倍的责任起来斗争。然而，那些本应具有这种思想感情的人——主要是科学家和艺术家——到目前为止的反应，看起来好像已经放弃了任何还想维持国际交往的愿望。他们以敌对的精神来讲话，而没有站出来为和平说话。……一切真正爱护欧洲文化的人[应当]联合起来。"尼科莱在同事中传阅这份文件。只有三个人准备签名，其中一个是爱因斯坦。在战争爆发之前一个月，他在柏林的普鲁士科学院作了就职报告。② 后来尼科莱取消了发表这篇宣言的计划，因为它的影响力太小。尼科莱教授——一个有着军衔的志愿军医——被降级担任医院的护理员。[79]

有一些人为战争服务。

哈伯在柏林附近达来姆的凯撒·威廉研究所负责化学战计划。能斯脱参与了这项计划，弗兰克(J. Franck)、哈恩和赫兹 236 (G. L. Hertz)也参加了。[80]哈伯实验室中的一次爆炸，夺走了杰出的物理化学家萨库尔(O. Sackur)的性命。[81]

英国为战争进行的科学研究由一个发明及研究委员会来协调，

① 在战争期间，普朗克已经让自己远离那宣言。[76]

② 关于爱因斯坦对战争反映的进一步的详情，见参考文献78。

J. J. 汤姆逊是其中一个成员，另外，W. 布喇格，克鲁克斯，洛奇，卢瑟福，斯托尼和 R. J. 斯特拉特都是它的顾问。[82]也许他们主要的任务是防卫潜水艇的攻击。“卢瑟福……受托制订有关可能方法的初步报告……其结果是短时期内，曼彻斯特的实验室成为研究水下进攻的中心，在建筑物的底层装置了一个大水箱。”[83]美国参战后不久，卢瑟福参加了一个科学使团到美国讨论共同关心的问题。这使他有机会与密立根交换了意见。当时密立根已经参了军，任美国陆军通信兵科学与研究部的领导，军衔是陆军少校，后升为陆军中校。[84]同样，毕业于安纳波利斯①的迈克尔逊被委任为海岸后备队的海军少校；他后来加人了军械局。[85]

玛丽·居里为大约 20 辆汽车安装了有 X 射线的设备，目的是使战士们能在战场附近施行手术。她视察了大约 200 个不同医院的放射室的装置。她还把其他人训练成 X 射线诊断医生，而且自己也经常充当这样的医生。[86]迈特勒志愿随奥地利军队作一名 X 射线的护士。“对她来说那是一段痛苦的时光，一天工作 20 个小时，设备不足，要对付大量受了各种伤的波兰士兵，还不懂他们的语言。”[87]大不列颠和美国在准备 X 射线设施方面做了许多贡献。例如，美国军队在战前只有装配在警卫队四骡货车上的 5 个流动的 X 射线装置，现在已派送超过 700 个装置到欧洲战场，其中不少安装在汽车上。[88]（在战时，镭从医学角度来看没有任何意义，而被用作其他方面，例如用于瞄准器和发动机面板的自发光涂料。[88]）

还有参加战斗的科学家。

盖革和马斯顿在西部前线，处于对立的营垒。安德雷得担任炮兵军官；②薛定谔(E. Schroedinger)也是如此。由于论述状态方程和电导理论而闻名的莱因伽勒姆(M. Reinganum)阵亡于孚日的梅尼

① 安纳波利斯(Annapolis)，美国马里兰州首府；安妮阿伦德尔县县城，美国海军学院所在地。——译注

② 查德威克和埃利斯被拘留在德国，见第 8 章(h)节。

勒。[89]接替玻耳兹曼的维也纳大学理论物理教授哈森罗尔(F. Hasenöhrl)战死在伊松佐河。[90]史瓦西(K. Schwarzschild)(提出史瓦西半径的那位史瓦西)在东部战场染疾而亡。[91]普朗克的小儿子在马恩河①战役中被囚,他的大儿子死于凡尔登[92]②。陆军少尉皇家 237 工程师莫斯莱在苏夫拉海湾的岬角中被一颗子弹击中头部而牺牲,当时土耳其人在 200 米以外的地方进攻,他正在用电话给师部传达命令。[50]他把全部财产留给"伦敦皇家学会,用来促进病理学、物理学、生理学、化学或其他科学分支的实验研究,但纯数学、天文学,或任何仅仅旨在描述、编目、分类的科学分支不在此列"。[44]

在莫斯莱的讣告中,卢瑟福指出:"比起面对土耳其子弹的冒险来说,参加战争所需的科学领域的研究活动,对他的国家将更加有用。"只要容忍用战争来解决冲突这样的愚蠢行为存在,这就会始终是一个有争议的话题。

(h)强相互作用:初论

1911 年,理论物理学家卢瑟福已推断出原子核的存在。他的主要假设是,α 粒子散射主要是因为点状的 α 粒子和点状的原子核之间存在 $1/r^2$ 库仑力。1919 年,实验物理学家卢瑟福报告说:这些假设不总是成立,α 粒子和原子核之间的力的规律要比他原先设想的更为复杂。

1916 年 2 月玻尔从曼彻斯特给福克尔写信[94]:"由于战争的原

① 马恩河(Marne),法国北部河流,长 326 英里。流域面积 13000 平方公里。马恩河谷在第一次世界大战中发生过激战。——译注

② 凡尔登(Verdun),法国东北部默兹省城镇。第一次世界大战中在这里爆发了一次破坏性最大的战役。法军和德军死伤各 30 多万人。最终法军击退了德军的强大攻势。当地现立有许多战事纪念碑,其中最著名的是多奥蒙特战场墓地纪念碑和胜利纪念碑。——译注

因，这里发生了很大变化……你将知道这儿没有什么研究工作可做……你当然听到莫斯莱去世的可怕报道……人们认为他很可能成为英格兰最有前途的青年物理学家。”

1917年9月玻尔已不在曼彻斯特，这时卢瑟福“在非常不规则的间隔中、在例行的沉重的战争工作许可的情形下，抽出零碎的时间开始一系列的实验”。[95] 卢瑟福的研究结果刊登在1919年的一组论文里，共四部分，标题是《α粒子与轻原子的碰撞》。在这些文章中他的最著名的发现是第一例[96]感生的核反应。① 另外还有一个发现，虽然现在不为大家所记得了，但它至少也是十分重要的：α粒子在氢上的散射，不总是服从卢瑟福散射定律。[95] 由此，α粒子物理学的这一新局面又开始于曼彻斯特实验室。α粒子源在其他地方也可以得到，但对它们的研究，都没有卢瑟福学派那么专业。

如果盖革和马斯顿不曾在他们各自的前线作战，他们或许能很好地走出下一步。这新的实验与他们先前所做过的那些实验并非完全不同。尤其是卢瑟福的粒子源——覆盖以RaC(Bi^{214})的黄铜圆盘——产生的α粒子仍然是5MeV的射程。盖革一马斯顿1913年的实验与新实验之间的主要区别是，以前用的是高Z靶子，而卢瑟福用的可能是最低的Z，即氢。因为库仑排斥力（下面我简要地提前应用后来的解释）减到最小，这使得内部的核力有最好的机会突现出来。从以后实验可知，5MeV对于穿透α-氢库仑势垒是一个足够大的能量，对于检测核力的效果也是如此。

回到1919年。卢瑟福把他的放射源放在一个充满一个大气压强的氢的容器中。他在源上盖上阻止本领②已知的金箔或铝箔，仔细处理氢的吸留，这样就能在7到3厘米等效空气射程之间改变粒子的射程（也就是速度）。他的检测方法是对被散射的H粒子（质

① 这一反应是$\alpha+N^{14}\rightarrow$质子$+O^{17}$。卢瑟福还不曾直接证明氧的同位素的产生。

② 阻止本领(Stopping Power)：入射粒子在物质中行进时，行经单位长度的路程所损失的能量，称为这种物质对此粒子的阻止本领。——译注

子)产生的闪烁进行计数。

要把这一实验结果与通过 $1/r$-势①相互作用的质点粒子的理论图象作比较,卢瑟福当然不能利用他的截面(9.6),因为那个表达式没有考虑靶的反冲($O(m_e/m_{\text{核}})$ 被忽略了)。在现在的情况下,H 粒子的反冲很大。相应的理论由达尔文[52]同时给出。他指出,当一个单个 α 粒子通过一个厚度为 dx 的 H 气体时,在 0 到 ϕ 之间的角度上散射的 H 粒子(假设初始为静止)的数目 $dn(\phi)$ 由下式给出

$$\frac{dn(\phi)}{dx}=\frac{100\pi Ne^4}{m^2v^4}\cdot tg^2\phi \tag{11.11}$$

这里 N 是 H 原子每立方厘米的数目;v、m,和 $2e$ 分别是粒子的初速度、质量和电荷;H 质量已假设为 $m/4$。

让我们看看卢瑟福把他的数据与公式(11.11)相比较后得到了什么。

(a)对射程为 7 厘米的 α 粒子,相应于整整 5MeV 能量,“所产生的飞快的 H 原子数目……比理论数目要大 30 倍”,这不是小的修正,而是一个较大的新效应。

(b)“对空气中射程小于 4 厘米的 α 粒子,H 原子的分布和吸收相当好地符合于简单理论。”用来推导出(11.11)式的“简单理论”,暗示着 $n(\phi)$ 很快地随 v 的减小而上升,它上升得如此之快,以至于事实上对于在氢上的散射,只要 v 足够小,库仑力就会占优势。

(c)因此如下所述,可以用射程 r 来作为新效应的特征。运用 v 足够小情况下的库仑图象,在它保持有效的范围内,计算 α 和 H 之间最接近的距离。这个距离随 v 的增加而减小。按照(a)和(b),就肯定存在一个临界的 v,超过这个速度,库仑图象不再成立。② 对应 239
于这临界 v 值的最接近的距离定为 r,卢瑟福从他的实验发现

---

① 原文误为 $1/r^2$ 势。——译注

② 当然,这是一个过于简化的图象;不存在突变的区域。然而,这个说法对于估计的大小数量级是足够好的了。

$$r \simeq 3.5 \times 10^{-13}\,\mathrm{cm} \qquad (11.12)$$

正是引起这个新效应的特征距离。

关于起因，卢瑟福要说些什么呢？

“我们有全部理由相信粒子有一个复杂的结构，它或许由 4 个氢核和 2 个负电子所组成……有意思的是[r]大约与负电子的直径的可以接受的数值相同，即 3.6×10^{-13} cm……当然还可以设想，实际力的定律……对于非常小的距离并不服从反平方规律……[然而]更简单的假设似乎是，接近核的力迅速改变，更可能是由于它的结构以及它的组分的改变引起的……”[96]换言之，卢瑟福认为更谨慎的做法是继续假设所涉及的全部力都是电磁力，因此新效应可能被描述为碰撞粒子对点结构的偏离。这就是为什么在以上引述的句子中，他引用了几乎相等的值来表示 r 和经典电子半径① e^2/mc^2（现代值 $\simeq 2.8 \times 10^{-13}$ cm）。最后，电子不“可能”是 α 粒子的一种组分吗？

在随后的一篇论文[97]中，卢瑟福报导了氮和氧的 α 散射与“简单理论”的偏离。他让一位年青的哲学博士进一步追踪这些问题。[98]此后不久，他到卡文迪什任职。“他从曼彻斯特带走了相当数量的器材……他带走了大量维也纳科学研究院在 1908 年借给他的镭，他还带去了他的一位研究生查德威克[现在已被德国释放]……最后，卢瑟福还带到剑桥一份他长期保存的有二三十个‘研究计划’的清单。”[99]

其中一个计划——继续研究 α-氢散射——由查德威克和比勒尔(E. S. Bieler)利用充分改进的技术加以解决。[100]他们确证卢瑟福的发现，但更强调他们的结论：“4 个氢原子核和 2 个电子通过反平方定律的力联合起来的系统，不可能在那么大的范围内给出一个这样强的力场。我们的结论必定是，要么 α 粒子不是由 4 个 H 原子核和 2 个电子所组成，要么紧挨着电荷处的力不遵守平方反比律。选取

① 长期以来人们以为——我们稍后将发现这是错误的——这个半径来源于假设电子质量纯粹起源于电磁。如果把电子看成是一个半径为 a 的小球，那么，这假设暗示着 $e^2/a \simeq mc^2$。

后一种观点作为其他实验以及理论在这一方向上的思考点，要简单些。"他们提到的理论思考可能指的是刚刚发表的达尔文的计算。[101] 达尔文在卢瑟福实验的启发下，检验如何修改简单理论：如果氢仍然是一个点粒子而 α 粒子被看作是一个带电的硬球，或者是一个带电的圆盘，或者是一个在每个角上有一个 H 粒子、而在中心有两个电子的"正方形的原子核"；选择这些简单的模型是因为人们能用它们来计算。达尔文的结论是，所有这些模型都不特别可信。 240

无论如何，查德威克和比勒尔的最终结论[100]在论及对简单理论的偏离时，完全不提这是由于电磁的原因："现在的实验看来并没有对电荷中心处的力的变化规律的实质给出任何启示，而只是表明力非常之强大……我们的任务是去寻找一些力场，它们将重新产生这些效应。"

我认为在 1921 年所做的这个陈述，标志着强相互作用的诞生。

不久，又出现了用现象学的办法修改 $1/r^2$ 库仑力的尝试。增加了一些是距离的反 3 次[102]、反 4 次[103]或反 5 次[104]幂的项。对复合核模型的理论思考，也从这个时期开始，它们适用于描述由 α 轰击而产生并观察到的不断增加的核嬗变。[105]实验工作在卡文迪什继续着，重要的新结果源源不断地产生。然而几年后，物理学的另一个全新的领域占据了中心舞台，那就是量子力学。

References

1. A. T. Petit and P. L. Dulong, *Ann. de Chimie et Phys.* 10, 395, 1819.
2. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 20, Oxford Univ. Press 1982.
3. E. Turner, *Phil. Mag.* 1, 109, 1832.
4. D. M. Knight, *Classical scientific papers, chemistry*, p. 62, Elsevier, New York 1970.

5. D. Mendeléev, *The principles of chemistry*, Vol. 2, p. 16, footnote, Longmans Green, London 1891.

6. D. Mendeléev, *Zeitschr. f. Chem.* 12, 405, 1869, repr. in Ref. 4, p. 273.

7. D. Mendeléev, *Chem. News* 41, 39, 1880, repr. in Ref. 4, p. 291.

8. Ref. 5, Vol. 2, p. 25.

9. J. H. Vincent, *Phil. Mag.* 4, 103, 1902.

10. C. G. Barkla, *Phil. Mag.* 14, 408, 1908.

11. M. Curie, in *Théorie du rayonnment et les quanta*, p. 385, Eds. P. Langevin and M. de Broglie, Gauthier-Villars, Paris 1912.

12. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 21, 669, 1911.

13. E. Rutherford, *Radioactive substances and their radiations*, p. 622, Cambridge Univ. Press 1913.

241 14. N. Bohr, *Phil. Mag* 26, 476, 1913, repr. in *Niels Bohr, collected works*, Vol. 2, p. 188, Ed. U. Hoyer, North Holland, Amsterdam 1981.

15. M. Curie, in *La structure de la matière*, p. 56, Gauthier-Villars, Paris 1921.

16. F. Soddy, *Nature* 92, 400, 1913.

17. F. Soddy, in *Royal Institution Library of Science* 8, 449, 1923; Eds. W. Bragg and G. Porter, Elsevier, New York 1970.

18. F. Soddy, *Ann. Report to the London Chem. Soc. for 1910*, repr. in T. J. Trenn, *Radioactivity and atomic theory*, esp. pp. 251－2, Taylor and Francis, London 1975.

19. F. Soddy, Ref. 18, pp. 332, 333.

20. F. Soddy, Ref. 17, 8, 123, 1917.

21. Cf. F. W. Aston, *Isotopes*, Chapter 10, Edward Arnold, London 1921.

22. G. Hansen, *Naturw.* 15, 163, 1927.

23. F. Soddy, *The chemistry of radioelements*, p. 30, Longmans Green, London 1911.

24. A. S. Russell, *Chem. News* 107, 49, 1913.

25. G. von Hevesy, *Phys. Zeitschr.* 14, 49, 1913.

26. K. Fajans, *Phys. Zeitschr.* 14, 131, 136, 1913; *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 15, 240, 1913; cf. also D. U. Anders, *J. Chem. Educ.* 41, 522,

1964.

27. H. Geiger and E. Marsden, *Proc. Roy. Soc. A* **82**, 495, 1909.
28. Ref. 12, Section 6.
29. H. Geiger and E. Marsden, *Phil. Mag.* **25**, 604, 1913.
30. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **27**, 488. 1914.
31. C. G. Barkla, *Phil. Mag.* **21**, 648, 1911.
32. C. G. Barkla and C. A. Sadler, *Phil. Mag.* **14**, 408, 1907; **17**, 739, 1909; C. G. Barkla, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **10**, 257. 1909; C. G. Barkla and J. Nicol, *Nature* **84**, 139, 1910.
33. C. G. Barkla, *Phil. Mag.* **22**, 396, 1911.
34. R. Whiddington, *Proc. Roy. Soc. A* **85**, 323, 1911.
35. H. A. M. Snelders, *Nederl. Tydsschr. v. Natuurk.* **40**, 241, 1974; *Janus* **61**, 59, 1974; cf. also T. Hirosige, *Jap. St. Hist. Sc.* **10**, 143, 1971.
36. A. J. van den Brock, *Ann. der Phys.* **23**, 199, 1907.
37. A. J. van den Broek, *Phys. Zeitschr.* **12**, 490, 1911.
38. A. J. van den Broek, *Nature* **87**, 78, 1911.
39. A. J. van den Broek, *Phys. Zeitschr.* **14**, 32, 1913.
40. A. J. van den Broek, *Nature* **92**, 372, 1913.
41. F. Soddy, *Nature* **92**, 399, 1913.
42. E. Rutherford, *Nature* **92**, 423, 1913.
43. A. J. van den Broek, *Nature* **92**, 476, 1913.
44. J. L. Heilbron, *H. G. J. Moseley*, Univ. California Press 1974.
45. B. Jaffé, *Moseley*, Doubleday, New York 1971.
46. H. G. J. Moseley, *Nature* **92**, 554, 1913.
47. T. Kuhn, interview with Niels Bohr, November 1, 1962, Niels Bohr Library of the American Institute of Physics, New York.
48. H. G. J. Moseley, *Phil. Mag.* **26**, 1024, 1913; **27**, 703, 1914.
49. M. E. Weeks and H. M. Leicester, *The discovery of the elements*, 7th edn, Mack Printing Co., Easton, Pa. 1968.
50. E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc. A* **93**, xxii, 1917.
51. Ref. 14, p. 544.
52. C. G. Darwin, *Phil. Mag.* **27**, 499, 1914.

53. E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc. A* 90, 1914, insert after p. 462.
242 54. E. Marsden and W. C. Lantsberry, *Phil. Mag.* 30, 240, 1915.
55. E. Rutherford, letter to B. Boltwood, February 28, 1921, repr. in L. Badash, *Rutherford and Boltwood*, p. 343, Yale Univ. Press, New Haven, Conn. 1969.
56. R. H. Stuewer, *The nuclear electron hypothesis*, Univ. of Minnesota preprint, to be published.
57. E. Rutherford, *Scientia* 16, 337, 1914.
58. W. Duane, *Phys. Rev.* 5, 335, 1915.
59. A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, p. 540, Vieweg, Braunschweig 1919.
60. A. Einstein, *Ann. der Phys.* 18, 639, 1905.
61. A. Einstein, *Jahrb. der Rad. und Elektr.* 4, 411, 1907.
62. A. Einstein, *Arch. Sci. Phys. Nat.* 29, 5, 125, 1910, see esp. p. 144.
63. M. Planck, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 4, 136, 1906; *Ann. der Phys.* 26, 1, 1908; cf. Rayleigh, *Nature* 56, 58, 1902.
64. P. Langevin, *J. de Phys.* (Paris) 3, 553, 1913.
65. W. Lenz, *Naturw.* 8, 181, 1920.
66. W. Pauli, *Theory of relativity*, p. 123, transl. G. Field, Pergamon, Oxford 1958.
67. F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc. A* 115, 487, 1927.
68. K. T. Bainbridge, *Phys. Rev.* 42, 1, 1932.
69. J. Cockcroft and E. Walton, *Proc. Roy. Soc. A* 137, 229, 1932.
70. W. Braunbeck, *Zeitschr. f. Phys.* 107, 1, 1937.
71. G. F. Nicolai, *The biology of war*, p. 303, The Century Co., New York 1918.
72. Frankf. Ztg. October 4, 1914, Engl. trans. in Ref. 71.
73. F. Gilbert, *The end of the European era, 1890 to the present*, 2nd edn, p. 137, Norton, New York 1979.
74. K. Schwabe, *Wissenschaft und Kriegsmoral*, p. 23, Musterschmidt, Goettingen 1969.
75. L. Dimier, *Lappèl des intellectuels allemands*, Nouvelle Librairie Nation-

ale, Paris 1915.

76. Ref. 74, p. 195.

77. Cf. e.g. D. J. Kevles, *The physicists*, Chapter 10, Random House, New York 1979.

78. Ref. 2, p. 242.

79. O. Nathan and H. Norden, *Einstein on peace*, Chapter 1, Schocken, New York 1968.

80. E. H. Beininger, *Otto Hahn*, p. 51, Rowohlt, Hamburg 1974.

81. W. Herz, *Phys. Zeitschr.* 16, 113, 1915.

82. Rayleigh, *The life of Sir J. J. Thomson*, Chapter 10, Cambridge Univ. Press 1942.

83. N. Feather, *Lord Rutherford*, Chapter 5, Blackie, Glasgow, 1940.

84. R. H. Kargon, *The rise of Robert Millikan*, p. 87, Cornell Univ. Press, Ithaca 1982.

85. D. M. Livingston, *The master of light*, p. 284, Scribner, New York 1973.

86. M. Curie, *La radiologie et la guerre*, F. Alcan, Paris 1921.

87. O. R. Frisch, *Biogr. Mem. Fell. Roy. Soc.* 16, 405, 1970.

88. D. P. Serwer, 'The rise of radiation protection', Ph. D. thesis, Princeton Univ. 1977.

89. E. Marx, *Phys. Zeitschr.* 16, 1, 1915.

90. S. Meyer, *Phys. Zeitschr.* 16, 431, 1915.

91. C. Runge, *Phys. Zeitschr.* 17, 545, 1916.

92. A. Hermann, *Max Planck*, Rowohlt, Hamburg 1973.

93. E. Rutherford, *Nature* 96, 331, 1915.

94. N. Bohr, letter to A. Fokker, February 14, 1916, repr. in Ref. 14, p. 501.

95. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 37, 537, 1919; correction in *Phil. Mag.* 41, 307, 1921.

96. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 37, 581, 1919.

97. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 37, 571, 1919.

98. L. B. Loeb, *Phil. Mag.* 38, 533, 1919.

99. Ref. 83, p. 159.

100. J. Chadwick and E. S. Bieler, *Phil. Mag.* **42**, 923, 1921.

101. C. G. Darwin, *Phil. Mag.* 41, 486, 1921.

102. E. S. Bieler, *Proc. Roy. Soc. A* **105**, 434, 1924.

103. E. S. Bieler, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **21**, 686, 1923.

104. P. Debye and W. Hardmeier, *Phys. Zeitschr.* **27**, 196, 1926.

105. E. Rutherford and J. Chadwick, *Phil. Mag.* **42**, 809, 1921; **44**, 417, 1922; **50**, 889, 1925; H. Petterson, *Proc. Phys. Soc.* **36**, 194, 1923.

12. 量子力学，一份散记

(a)1925 年春物理学的状况

1925 年春，物理学家手中有两种基本的场、三种基本的力和三种基本的粒子，以及两种逻辑上无联系的理论结构，它们似乎处于明显的相互矛盾之中，但是当时似乎已经注定它们中的每一个都会在物理实在的最终描述上起作用。

1. 两种场。 麦克斯韦的专题报告《电磁场的一种动力学理论》的目的是试图向我们“解释远距离物体之间的[电磁]作用，而不假设在可感知的距离上存在能够直接作用的力。因此，我所推出的理论可以称之为电磁场理论”。[1] 抛弃瞬时的超距作用力，而赞成力是由连续的场从一点向相邻一点传播，意味着物理学世界的纯粹力学图象的结束。对于这个创新，爱因斯坦后来写道：“自从麦克斯韦时期以来，物理学实在已由连续场来描述……而不能用任何力学来解释。这个实在概念的变化是从牛顿时代以来物理学所经历的意义最深远的以及最有成果的变化”。[2]

新理论的深远意义莫过于光与电磁现象的统一：光由电磁波所组成。新理论中最好理解的部分莫过于光在穿越虚空时它的波的本质。因而旧量子论中没有哪一个部分能比爱因斯坦的想法更可疑：

在一定情况下,光的行为似乎具有粒子的结构。

由麦克斯韦在1864年提出的电磁理论,还不是我们现在所称的麦克斯韦理论。这一理论的最初版本,还有待于从机械论的残余,特别是从麦克斯韦认为电磁力通过以太传送的观念中解放出来。用他的话来说,这个以太介质是"一种有形的物质或物体,它当然是最大的,或许是最均匀的物体,我们对它稍有了解"。[3] 爱因斯坦的狭义相对论——到1925年春已有20年了——表明,需要从根本上废除以245 太。[4] 这样,麦克斯韦有了重要的后继者。他也有重要的先驱者。我给读者提供一个由斯科特编制的文献目录,作为了解电磁场概念发展的指南。[5]

麦克斯韦首先提出引力或许也能像电磁那样用场来描述,并且这种场具有其自身动力学自由度。在1864年同一个专题报告中,他"自然而然地提出,(像库仑定律一样)遵从同样的距离定律的万有引力,是否也起因于周围某种介质的作用"。[6] 历经50年的磨难和挫折[7],一直到大约1925年春以前的十年,爱因斯坦的广义相对论才提供了答案。经典时代的制高点现在已经达到了。1915年,两种力被大家所认识,每一种力与一个多分量场相联系。

2. 三种力。到1925年第三种力已被识别出来:把原子核维系在一起的力决不可能是电磁力和引力(见前边章节)。除了那些关心α粒子物理学的少数人之外,我不知道这个新奇的观念吸引过任何其他人的注意。在认识到第三种力也同一种场相联系之前,又过去了另一个十年。

3. 三种粒子。在1925年春,电子和质子是已经确证了的客体,但是第三种粒子即光量子的存在,才刚刚被实验所确认。由于它与缠绕量子物理学的混乱有密切关系,因此光量子为人们所确认的演进过程,比起电子和质子的发现来说,更加曲折、复杂和有争议。我曾在别处详细地讲述了光量子的故事[8],这里我只提及与当前内容有

特殊关系的几点。

当爱因斯坦在1905年最初提出光量子[9]时，它还不是一个粒子[10]，而只是与光频ν有关的一份能量E

$$E=h\nu \tag{12.1}$$

在以后的理论发展过程中它才逐渐变得清晰起来。人们逐渐地认识到，[10]光量子也应赋予一个动量p：

$$\vec{p}=h\vec{k} \tag{12.2}$$

其中$\vec{k}$是对应于ν的波矢，$|\vec{k}|=\nu/c$，因而E和p的关系是：

$$E=c|\vec{p}| \tag{12.3}$$

这是粒子能量、动量和质量之间关系式(4.11)的一个特殊情况，其中静止质量等于0。① 246

关系式(12.1)和(12.2)都是从处于或者接近于热平衡的电磁辐射的特性中进行理论抽象而得到的，而获得光量子与电子或质子一样也是一个粒子的实验证据，则是很久以后的事了。决定性的实验是由康普顿及其合作者在1923～1925年间完成的。他们指出[12]，光量子在一个静止电子上的散射服从守恒定律——正如任何两种粒子散射时那样——

$$h\vec{k}=\vec{p}+h\vec{k}' \tag{12.4}$$

$$hc|\vec{k}|+mc^2=hc|\vec{k}'|+(c^2p^2+m^2c^4)^{1/2} \tag{12.5}$$

其中m是电子的质量，$\vec{p}$是电子的末动量，$\vec{k}$、$\vec{k}'$各自是光量子散射前后的波矢。特别有趣的是用云室观察的那些实验。[12]这种技术使基本粒子之间单个散射事件中能量一动量守恒定律的真实性，第一次得到检验。

这个发现的时间相当晚，这就解释了为什么要花那么长的时间，直到1926年，光量子才得到它现代的粒子名称：光子。[13]

---

① 有关光量子质量的实验的上限，见参考文献11。

4. 两个理论结构。 随着 1925 年春天的到来,旧量子论进入它最后的季节。为不符经典理论逻辑的现象找出某些初步秩序而建立的一系列规则是否能称其为理论,还是一个尚待确证的问题。在 20 世纪早些时候,经典物理学的假设,牛顿力学、热力学、统计力学和麦克斯韦—洛伦兹电动力学的交叉领域,已被发现是不完全的。狭义相对论和广义相对论先后导致经典假设的修正。这些修正是深刻的,但是人们可以说它们并没有把一切都打乱(除了极少数人以外)。人们很快明白,只要对有效的领域做出比以前更精细的定义,经典物理学并未为这些革新所伤害,经典描述本质上保持正确,只要实在的速度与光速相比可以忽略,以及它们的重量不太大,(例如)太阳就属于不太大的范畴。

但是,在同年春天人们仍然不完全清楚,经典理论和量子假设如何才能协调起来。自从 1913 年玻尔提出他的氢原子理论以来,量子物理学中几乎所有的工作都集中到光谱和原子、分子结构的问题上。从 1913 年到 1925 年是一个即兴创作的时期,有时候摇摆不定,有时候光彩照人,其努力主要以哥本哈根和慕尼黑为中心,还有开始得较晚的哥廷根。一本写于 1923 年专门论述量子论的初级教材[14]这样描述那些年月:"有许多方面必须在黑暗中摸索,部分地由实验结果作指导,部分地由常常是很随意地提出来的各种假设作指导。"凭借着大量的光谱资料、初始的理论工具以及勇气,人们试图找出光谱的频率、强度、偏振和选择定则之间的关系模式。我必须掠过这些扣人心弦的故事①,只简略地提及一个直接影响到经典物理学和量子物理学之间关系的概念,那就是对应原理(correspondence principle)。

例如,考虑(9.1)式:

$$\nu=R(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n^2})=\frac{R(n-m)(n+m)}{m^2n^2}$$

这是当氢原子中的电子从轨道 n 跃迁到 m 时所发射出的光的频率。

① 但是,在下一章中我们将看到这种探索量子物理学的途径。

247

正如这一公式所表明的，发射光的频率和轨道运动的初始频率之间的经典联系在量子论中被放弃了；ν 不仅依赖于初轨道，也依赖于末轨道。但是，如果 $n-m=1$，且 $n\gg1$，那么近似地，

$$\nu\simeq\frac{2R}{n^3}$$

这是一个仅仅依赖于初轨道的表达式。因而似乎有理由得出一种对应：对于相邻轨道及对于大量子数，量子频率与已知的的经典表达式是一致的。这种对应具有预知能力；它决定了 R。这个推理是玻尔用 e、m 和 h 来找寻里德伯常数的几种方法之一。

对应原理的实际应用需要一种艺术技巧："很难说明[这个原理]的内容是什么，因为它不能用精确的定量定律来表述，因此，它也难以运用。在玻尔手头，在最广泛的领域里，已有杰出的成果；而其他一些更加明确和容易的可应用的指导规则，事实上已在一些个别情况中给出重要结果，然而它们在另一些情况中的失败又表明了它们的局限性。"[14] 于是，对应原理在当时就成了老与新之间唯一的联系。但是什么是新的呢？有什么新的第一性原理能判明这些以特设方式引进的量子规则呢？ 248

在揭开原子秘密的那些年里，电子被设想以行星轨道围绕原子核运动；它们是一些粒子。它们波动方面的特性仍有待发现。甚至在 1925 年以前，电磁辐射的量子方面并没有占据中心地位，对应原理完全无法解释的领域有许多令人迷惑的问题。光的波动性早就有了充分的证据，而自从康普顿效应发现以来，在某些实验中，光的类粒子行为的证据也是无可辨驳的。但是粒子并不是波，波也不是粒子。① 光的行为怎么能够时而像波，时而像粒子呢？

爱因斯坦是对这个问题的答案略有想法的第一人。1909 年，他曾分析了一个空腔内部充满处于热平衡态电磁辐射的能量涨落，并

① 玻尔、克拉默斯和斯莱特规避这个问题的最后努力是在 1925 年初放弃的。[15]

发现①这些涨落是两项之和，其中一项完全把辐射当做纯波动现象，另一项则是完全把辐射当做“点状运动量子”。[17]于是，根据他的涨落公式，粒子和波动这两个方面同时出现。因此早在 1909 年他就得出结论：[17]“我的意见是，理论物理学的下一个阶段带给我们一种光的理论，它能被解释为波动和发射理论的一种融合。”②

这样，爱因斯坦可以被看作是互补性的教父，但互补性这个概念在 1927 年正式由玻尔引入之后，最不满的却是爱因斯坦。

在 1909 年和 1925 年之间，爱因斯坦所期望的融合没有任何实质性进展。1924 年爱因斯坦写道：[18]“因此，现在有两种光的理论，两种都是必不可少的，并且正如人们今天必须承认的那样，20 年来尽管理论物理学在这方面做了巨大努力，两者之间还是没有任何逻辑联系”。

从 1925 年夏开始，这种融合走上了正路，不仅对于光如此，对于物质也是如此。

我最初学习量子力学的方法——1935 年后不久，我开始我的大学学习——同我学习热力学的方法没有什么不同。这些学科都设有课程，有书本，其中一些有助于对原理的理解，另一些更适宜于学习如何解题。我学到一些关于电子的行为的实验事实，它们在碰撞过程中像粒子，而在衍射效应中像波。我对薛定谔方程在氢原子上取得的成功感到敬畏，并发现通过连续性方程引进量子力学的几率似乎是最合理的一步。在与 $E=h\nu$ 和 $p=hk$ 相结合的波包色散经典图象的帮助下，我在理解海森伯的不确定性关系时没有经历任何困难。不久我就很快活地做量子力学的练习了。无论如何，在当时我感觉不到引进这一门新力学时所伴随的那种激动和斗争，尽管那仅仅是十年以前。我知道几个日期，但那些日子似乎属于古代。

249

① 详情可见参考文献 16。

② 说到“发射理论”，爱因斯坦的意思是指牛顿把光看作一束小粒子流的概念。

1946年我到哥本哈根，在一个短暂时期成为尼尔斯·玻尔的密切合作者。对于那段经历我曾写道："我必须承认在合作的开始阶段，我有好长一段时间跟不上玻尔的思路……我也看不出下面这些议论有什么作用，例如1926年薛定谔得知量子力学的几率解释时，被震惊得不知所措；还有引述1928年爱因斯坦的一些反对见解；这显然离题万里。但没过多久，云雾开始消散了……在量子力学的内容被理解和接受之前，玻尔还得再次经受斗争……面对玻尔的'每天斗争'和他不断强调'量子力学曾教会我们的认识论教训'（一句他喜爱的句子），我不仅对物理学的历史而且对物理学本身的理解都更加深刻了。"[19]

活跃在发现量子力学的那些岁月中的其他物理学家偶而也告诉我他们的反响。乌伦贝克说，他的生活仿佛在几年的时间里发生了巨大的变化。维格纳告诉我，他在读了玻恩和约旦(P. Jordan)对海森伯无意中引人矩阵方法作出解释的论文后，十分惊讶。他还告诉我，他觉得似乎终于有希望弄清楚量子理论的基础了。同时代的其他几位成员也告诉我，海森伯那篇标志新时代的论文，经过一段不长的时间，终于被人们完全理解了。即使在今天，这篇对物理学作出令人赞叹的贡献的论文，要是没有随后对有关知识的详尽阐述，也是难以让人读懂的。

由于没有量子力学就没有粒子物理学，我决定专门用一章（就是现在这一章）来论述由非相对论量子力学带来的革新。本章的标题从一开始就强调它不妄求成为一篇系统的历史说明。更确切地说，它的目的是描述那个伟大时代迅速蜕变的特点，并特别强调量子力学几率这个新概念的出现（见(d)节）。(b)节是对量子力学带来的风格变化的一般评论。(c)节包括一份以德布罗意(L. de Broglie)的物质波假设（1923年）为开端，以玻尔的互补性表述（1927年）为结尾的各种事件的简明年表。为了说明问题，我涉及了不相容原理、自旋和统计，尽管这些论题实际上属于下一章。最后一节(e)对以量子力学的到来为标志的老一代和年青一代物理学家之间的分界线，作了 250

进一步评述。①

(b)一场革命的结束

量子力学意义上几率的引入——也就是说，几率作为基本物理学定律的一个内在特征——很可能是 20 世纪最富戏剧性的科学变化。同时，它的出现标志着一场“科学革命”——这是一个常被采用而很少去定义的词——的结束而不是开端。

在政治领域，革命是一个相当清楚的概念。一种制度被消灭了，为另一个全新的制度所代替。在科学中就不一样了，那里的革命就像爱一样，对不同的人有不同的意义。新闻记者和物理学家对科学革命的理解不必强求一致。各个专业的内部成员个人也不必对科学革命的组成要件持相同的看法。例如，1919 年 11 月 7 日《泰晤士报》第一篇论述最新发现的光线弯曲的文章的标题是《科学中的革命……牛顿的思想被推翻》。而爱因斯坦在 1921 年的讲座中则对相对论是革命的这一说法表示异议，[21]他强调他的理论是法拉第、麦克斯韦和洛伦兹工作的自然继续和完成。我恰好也同意爱因斯坦的判断，而其他物理学家当然也有充分的理由认为，放弃绝对同时性和绝对空间是革命性的步骤。

然而我还是以为，我们所有人都会同意《泰晤士报》上“牛顿的思想被推翻”的说法是不合适的，它会引起过去的东西完全被扫除掉的错误印象。科学进步不是这个样子。科学家知道，只有尽量保护过去，才符合他所推进的科学的自身利益；无论是拉瓦锡去掉燃素，爱因斯坦除掉以太，还是玻恩打破经典因果性都是如此。

这种进步和保守之间的张力，在科学革命时期表现得特别明显。我所谓的“革命时期”指的是在此期间(*i*)清楚地表明科学过去的某些部分过时了，(*ii*)还不清楚旧的大厦的哪些部分将被重新结合进

① 这一章的部分材料曾在纪念玻恩诞生一百周年所作的文章中出现过。[20]

一个更宽广的新结构。这些时期或是起源于不符合已接受的图象的 251
实验观察；或起源于与真实世界取得了成功接触的理论贡献，其代价是用一个或多个假设扰乱了业已建立起来的理论物理学的主体。

从 1900 年到 1925 年的旧量子论时代，形成了现代科学中最持久的革命时期。那时，出现了六篇理论论文，在上述意义上它们都是革命的：普朗克发现量子的论文(1900 年)；爱因斯坦的光量子论文(1905 年)；玻尔论述氢原子的论文(1913 年)；玻色(S. N. Bose)的后来被称为量子统计的论文(1924 年)；后来被称为矩阵力学的海森伯的论文(1925 年)；以及薛定谔的论述波动力学的论文(1926 年)。如果说这些论文有一点是共同的，那就是他们至少包含了一个在写作的时候还不能被证实的理论步骤(不管那些尊敬的作者当时是否知道)。

这个革命时期的结束(我只考虑非相对论量子力学)不是由一个单个的日期所标志，也不是由一个人所造成，更确切地说是由四个人完成的：海森伯、薛定谔、玻恩和玻尔。结束阶段以 1925 年海森伯杰出的论述量子力学的第一篇论文[22]的篇首摘要开始，它写道："这篇文章尝试为一种量子理论力学建立基础，它只以原则上可观察的那些量之间的关系为出发点。"通过这些话，海森伯表述了对一种新的公理体系的渴求。他的论文是在新的方向上迈出的正确的第一步。最后一幕是 1926 年薛定谔关于波动力学的文章和玻恩对几率和因果性的论述，它们还导致 1927 年海森伯推出不确定性关系，玻尔系统阐明互补性。在那个阶段，基本的配料已经齐备，随着时间的进程，用这些材料就可以建立量子力学的一种自洽的理论基础，包括一种新的判断方法：新理论包含了极限情况下的旧的经典理论。

有充分理由把哥廷根的 1925～1927 年称作男孩子物理学(boy physics)时期。的确，当 1925 年 7 月海森伯提交他的第一篇量子力学论文时，新动力学的缔造者们的年龄很值得我们关注：海森伯(哲学博士，师从索末菲研究涡流问题)23 岁；约旦(哲学博士，师从玻恩研究辐射的旧量子论)22 岁；泡利(哲学博士，师从索末菲研究氢分

子离子的旧量子论）25 岁；狄拉克（因“量子力学”被授予哲学博士，是历史上第一位因量子力学的论题被授予哲学博士学位（1926 年）的人）22 岁。薛定谔（哲学博士，师从哈森罗尔，研究暴露在湿空气中绝缘体表面的电传导）不能归入这些人中：当时他 37 岁。这里我 252 引述一句韦尔（H. Weyl）的话似乎并无不妥：薛定谔完成他的伟大工作是在他晚期性欲旺盛的时候。同样，我们也不应该忘记，薛定谔是新力学的创造者中唯一一个从不对自己的工作感到心安的人。

玻恩、玻尔和索末菲，都是在成年时期对量子力学作出了巨大贡献，然而，首先他们应被视为这一时期的最主要的导师。他们每人都有各自的风格。玻恩做量子力学统计解释工作时是 45 岁左右，当时已经是一位有名望的物理学家和教师，发表了一百多篇论文，写了 6 本书。同样，玻尔在他 40 多岁给出量子力学的互补性解释时，已经是一位著名人物。索末菲，当量子力学降临时，他已接近 60 岁，这时他还建立了金属的量子力学理论。当他写出早期最好的关于波动力学的教科书（对《原子结构和光谱线》的补充时），[23]已年逾 60。

(c)一份年表①

德布罗意，1923 年 9 月 10 日。“经过长期的孤独沉思之后，1923 年我突然有了这个想法：爱因斯坦 1905 年的发现，应该被推广应用到所有实物粒子尤其是电子上。”于是，他回忆了[24]他如何成为把波的行为与物质联系起来的第一人的过程。他的思想是大胆的和清晰的。1905 年，爱因斯坦曾把粒子（光量子）与电磁波现象联系起来。德布罗意建议粒子↔波动的并联应该是普遍的。1923 年 9 月 10 日，他提出 $E=h\nu$ 不仅适用于光子，也适用于指派给电子的“虚构的关联的波”（fictitious associated wave）。[25] 9 月 24 日他指出，人们

---

① 其日期有的用的是杂志上收到文章的时间，有的用的是在学术集会上作陈述的时间。

可以预期电子的衍射现象。[26] 1924 年 11 月 25 日，他进行哲学博士论文答辩，[24]这篇论文由前两篇文章扩展充实而成。① 爱因斯坦谈起这项工作时说："我相信这是照射在我们物理学最难解的谜语上的第一束微光。"[27]

玻色，1924 年 7 月 2 日。玻色引入一个新的粗粒(coarse-grained)统计计数过程，从它推出普朗克辐射定律。[31](见第 13 章)

爱因斯坦，1924 年 7 月 10 日。把玻色的方法推广到一种自由实物粒子气体。[32]他对这种量子气体平衡涨落的研究，使他(1925 年 1 月 8 日)用一种独立于德布罗意的论点，把波动与气体粒子联系了起来。[33](见第 13 章)。 253

泡利，1925 年 1 月 16 日，发表了他的不相容原理。[34](见第 13 章)。

海森伯，1925 年 7 月 25 日。在那篇富有创造性的论文中，[22]海森伯向旧量子论依依不舍地道了声再见，接着他写道："最好承认，[旧理论的]量子规则与实验的部分符合或多或少是偶然的；应该努力发展一种量子理论力学，类似于经典力学那样只出现可观察量之间的关系。"下面仅仅是他的几个主要观点。② 考虑经典的一维运动方程(点表示对时间的微商)：

$$m\ddot{x}+f(x)=0 \tag{12.4}$$

利用经典能量积分

$$W=\frac{1}{2}m\dot{x}^2+\int_0^x f(x)\mathrm{d}x \tag{12.5}$$

海森伯把 $x(t)$ 与"量集"(ensemble of quantities)联系起来

$$x(t)\rightarrow x_{nm}\mathrm{e}^{i\omega_{nm}(t)} \tag{12.6}$$

引进一种新的力学。③

① 对德布罗意文章的详细分析见参考文献 28。对德布罗意、爱因斯坦两人论述量子气体的工作和薛定谔论述波动力学工作之间的联系，见参考文献 29，30。

② 这篇文章的英译文以及海森伯当时写的公开信，见参考文献 35。

③ 我没有处处沿用海森伯的记号。

除了谐振子的情况外,方程(12.4)在所有情况下都将包含 x 的非线性项,因此海森伯问道:x^2 必须与什么样的集相联系呢?同样,在这个新的力学里,W(它对 x 总是非线性的)是否仍然是一个守恒量,即一个与时间无关的量呢?他拟出以下的对应关系来解决这些问题:

$$x^2(t)\rightarrow(x^2)_{nm}e^{i\omega_{nm}t} \tag{12.7}$$

并利用"最简单和最自然的假设"

$$(x^2)_{mn}=\sum_s x_{ns}x_{sm} \tag{12.8}$$

他"以一个相似的方法"处理了量$[x(t)]^m$,并评论说:"在经典理论中 $x(t)y(t)$ 总是等于 $y(t)x(t)$,而在量子理论中这一规则不是必然的。"他考虑的第一个例子是谐振子:$f(x)=m\omega^2x$。经详细的计算证明 W 不仅是守恒的,也是量子化的:W 只能够取由下式给出的数值 W_n,

$$W_n=(n+\frac{1}{2})\frac{h\omega}{2\pi} \tag{12.9}$$

254 而且 ω_{mn} 被一个类似玻尔的条件所制约,只有当 $m=n-1$ 时它们才是非零的,在这种情况下

$$\omega_{n,n-1}=\frac{2\pi}{h}(W_n-W_{n-1})=\omega \tag{12.10}$$

此外,他详尽地证明了对于 $f(x)=m\omega^2x+\lambda x^p$,$p=2$ 或 3,W 又再次守恒,至少对于 $O(\lambda^2)$ 是这样。他的结论是:他的方法"只是被非常肤浅地应用过"。只有处理最简单的例子时,这个结论才是正确的。

玻恩和约旦,1925 年 9 月 27 日,注意到[36]海森伯规则(12.8)式"恰好是用于矩阵乘法的著名的数学规则"。首先得出

$$pq-qp=\frac{h}{2\pi i} \tag{12.11}$$

其中 p 和 q 都是矩阵,p 代表与 q 共轭的动量。

乌伦贝克和高斯密特,1925 年 10 月 17 日,宣布发现电子自旋。[37](见第 13 章)

狄拉克，1925 年 11 月 7 日给出方程(12.11)的一个独立的推导。引入“对易式”

$$[p,q]\equiv pq-qp \tag{12.12}$$

演算出

$$ih\dot{x}=2\pi[x,H] \tag{12.13}$$

其中 H 是哈密顿量。把方程(12.11)推广到有多个自由度的系统。

玻恩，海森伯和约旦，1925 年 11 月 16 日。第一次综合解决了矩阵力学的基础。[38]引入正则变换、微扰理论、简并系统的处理，引入了适用于一个多粒子系统的角动量 $\vec{M}$ 的各分量的对易关系

$$[M_x,M_y]=\frac{h}{2\pi i}M_z \qquad x、y、z \text{ 循环} \tag{12.14}$$

泡利，1926 年 1 月 17 日。用矩阵方法推出氢原子的分立光谱。[39]

薛定谔，1926 年 1 月 27 日。完成题为《本征值问题的量子化》的系列论文的第一篇。推出氢光谱，包括它的连续部分。[40]在它发表之前，薛定谔就在苏黎世的一次学术讨论会上谈到过这个工作。布洛赫(F. Bloch)——当时是一个青年学生——记得[41]这件事：“我当时还太年青，不能真正懂得这次讲话的意义，但从听众的普遍反映来看，我认识到已经发生了一些相当重要的事情。” 255

费米，1926 年 2 月 7 日。第一篇论“费米－狄拉克统计”的论文。[42](见第 13 章)

玻恩，1926 年 6 月 25 日。关于量子力学几率诠释的第一篇论文。[43]

狄拉克，1926 年 8 月 26 日。从第一性原理推导出普朗克的辐射定律。独立地表述了“费米－狄拉克统计”。[44]

戴维森(C. J. Davisson)和革末(L. H. Germer)，1927 年 3 月 3 日。第一次用晶体检测到了电子衍射。[45]

海森伯，1927 年 3 月 23 日，表述了他的不确定性关系式。[46]

玻尔，1927 年 9 月 16 日，第一次陈述互补性原理。[47]

(d)量子力学的诠释

> 业已证明，对这一方程做出解释，比仅仅得到这个方程要困难得多。
>
> P. A. M. 狄拉克[48]

如果说海森伯的第一篇关于量子力学的文章的早期读者与它的作者有一个共同点的话，那就是都没有充分理解正在发生的情况。数学是生疏的，物理学是晦涩难懂的。9 月份，爱因斯坦就海森伯的论文写信给埃伦费斯特："在哥廷根他们相信它(但是我不)。"[49]大概在同一时间，玻尔认为海森伯的工作"或许是一个具有根本重要性的步骤"，但同时又指出"仍然不可能把这个理论应用到原子结构问题上"。[50]但是，当玻尔得知[52]11 月初[51]泡利用矩阵力学做了他本人用旧量子论所做的事——为氢的分立光谱推导出巴尔末公式的时候，就打消了他起初曾经持有的那些保留。[39]

薛定谔发现的波动力学，也没有立刻澄清那些新的第一性原理，但是至少物理学家总体来讲更加乐于轻松自在地处理波动力学所需要的偏微分方程，而不是矩阵。乌伦贝克告诉我："薛定谔理论的出现使我们大大地松了一口气。现在再也不必去学陌生的矩阵数学了。"拉比告诉我，他为了用薛定谔的方法去解一个有趣的问题，如何又将玻恩的《原子力学》一书从头到尾看了一遍，结果发现了对称陀螺(Symmetric top)，于是他就去见克朗尼格(R. de L. Kronig)，并说："让我们来做吧！"他们做了。[53]维格纳告诉我："人们开始计算，但情况相当混乱。"

事实上，一直到 1926 年春，不管是量子力学的矩阵式还是波动式，都是一种新型的高级数学技术，它所能给出的解答显然十分重要，但还是无法澄清基本物理原理。我相信，薛定谔是第一个在量子力学中提出这样原理的人(其陈述包含于 5 月前完成、7 月 9 日发表

256

的一篇短文里)。[54]他提出波动是唯一的实在;粒子只是派生的东西。为支持这个一元论的观点,他考虑了线性谐振子的波函数的一个适当的叠加,并指出(重点号是他加的):“我们的波群**永久保持在一起**,在时间的进程中**不会**扩展到一个越来越大的范围”,又说“当然可以预见”当电子在氢原子的高轨道上运动时同样如此。由此,他希望波动力学将是经典力学的一个分支——一个新的分支,的确如此,像弦或鼓或球的振动理论那样地经典。

薛定谔的计算是对的,但他的预期是不对的。振子的情况非常特殊:波包确实几乎总是发散的。由于沉湎于经典梦想,薛定谔错过了正确解释他的理论的第二个机会。1926 年 6 月 21 日,他的论述依赖时间的非相对论性波动方程的论文发表了。[55]它特别地包含了单粒子的薛定谔方程(我稍许修改了他的符号):

$$\frac{ih}{2\pi}\frac{\partial\psi}{\partial t}=(-\frac{h^2}{2m}\Delta+V)\psi \quad (12.15)$$

(其中 ψ 是波函数,t 是时间,Δ 是拉普拉斯算子,V 是势),它的共轭方程以及相应的连续方程,

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}-\mathrm{div}\vec{j}=0 \quad (12.16)$$

$$\rho=\psi^*\psi \quad (12.17)$$

$$\vec{j}=\frac{ih}{4\pi m}(\psi^*\vec{\nabla}\psi-\vec{\nabla}\psi^*\cdot\psi) \quad (12.18)$$

薛定谔相信,方程(12.16)肯定与电荷守恒有关。

4 天后,即在 1926 年 6 月 25 日收到的论文中,玻恩迈出了与过去决裂的新步伐,“必须[玻恩在半年后写道[56]]完全摒弃薛定谔的以恢复经典连续理论为目的的物理学图象,而只保留其形式,并充填以新的物理内容。”

在题为《论碰撞过程的量子力学》的 6 月论文中,[43]玻恩考虑了质量为 m、在 z 方向上速度为 v 的稳定粒子流的静势弹性散射,静势在大距离处比 $1/r$ 更快地衰减。用现代语言,描述散射的定态波函数的渐近行为是 257

$$e^{ikz}+f(\theta,\varnothing)\frac{e^{ikr}}{r},\qquad k=\frac{2\pi mv}{h} \tag{12.19}$$

散射到立体角元 $d\omega=\sin\theta d\theta d\varnothing$ 中的粒子数由 $N|f(\theta,\varnothing)|^2 d\omega$ 给出，其中 N 是每单位时间人射粒子束穿过单位面积的粒子数。为了恢复玻恩的记号，用 Φ_{mn} 代替 $f(\theta,\varnothing)$，其中"n"表示在 z 方向的初态平面波，"m"表示渐近的末态，波在其中以 $(\theta,\varnothing)$ 方向运动。然后玻恩声明，"Φ_{mn} 决定了从 z 轴方向进入 $[\theta,\varnothing]$ 方位电子散射的几率"。

这个陈述充其量只能说是含糊的。玻恩在这篇明显的仓促而就的文章的校样上加了一个脚注："一种更加精密的考虑表明，几率与 Φ_{mn} 的平方成正比。"他本来应该说成"绝对值平方"。但他显然已经抓住了要点，因此这个重大的新发现，即正确的跃迁几率概念，就这样由脚注的方式进入了物理学。

我只简短地回顾有意义的事实：玻恩原先把几率与 Φ_{mn} 而不是与 $|\Phi_{mn}|^2$ 相联系。正如我最近从私人讨论中获悉的那样，当时狄拉克有相同的想法。维格纳也是如此，他告诉我当时有几个人想到了某种几率的解释，他本人也有把 Φ_{mn} 或 $|\Phi_{mn}|$ 与一个几率等同起来的想法。当玻恩的论文发表后，并且 $|\Phi_{mn}|^2$ 被指明就是人们需要的物理量时，维格纳说"我起先吃了一惊，但马上认识到玻恩是正确的"。

如果说玻恩的论文缺乏形式上的精确性，那么因果性则鲜明地切入到焦点，成为中心问题："人们得到了这个问题的答案，不是'碰撞后状态是什么'，而是'一个给定的碰撞的效果可能会怎样'。整个决定论的问题都在这里出现了。从我们量子力学的观点来看，并不存在什么量可以在一个个别情况下因果性地决定一个碰撞的效果……我自己倾向于在原子世界中放弃决定论。"然而，他仍不太清楚量子力学意义中出现的几率与经典统计力学中出现的几率之间的区别，他说"在这里出现的力学与统计之间的密切联系，可能要求修正热力学统计原理，这似乎并非不可能"。

在 6 月论文之后一个月，玻恩完成了他的续篇。[57] 他的理论体系现在变得确定了，还提出一个重要的新观点。他认为一个归一化的

定态波函数 ψ，描写的是一个有分立的非简并本征态 ψ_n 的系统，并指出在展开式

$$\psi = \sum c_n \psi_n \tag{12.20}$$

中，$|c_n|^2$ 是系统在状态 n 中的几率。6 月，他讨论了跃迁几率，至少从现象学来看，这个概念一直是 1916 年以来物理学的一部分，因为 258 当时爱因斯坦在辐射跃迁理论中引入了 A 系数和 B 系数——并立即开始担心起因果性了。[58]现在玻恩引入一个状态的几率，这是以前从未有过的。他也出色地表达了波动力学的本质："粒子运动遵从几率定律，而几率本身按照因果性定律来传播。"

1926 年夏季，玻恩对量子力学中的物理学原理的认识发展得十分迅速。8 月 10 日，他在牛津召开的英国学术协会上宣读了一篇文章[59]，清晰地区分了物理学中"新"的和"旧"的几率："经典理论引入了决定个别过程的微观坐标，只是由于对它们的无知，才通过对其数值进行平均而把这些坐标值消掉；而新的理论根本不引入这些坐标也得出相同的结果……我们解除了力直接决定粒子运动的经典任务，而只让它们去决定状态的几率。在此之前，我们的目的在于使这两种力的定义取得一致，而现在，严格讲来，这个问题已经不再有任何意义了。"

科学史充满着温和的嘲讽。在教授量子力学时，我们大多数人要讲到(12.16)，有某些东西是守恒，有些东西是一种几率。但发现这个方程的薛定谔并未发现这个联系，并且从不喜欢量子几率；而玻恩引入几率时没有利用方程(12.16)。

1926 年 12 月，第一次引入有坐标 $q_1 \cdots\cdots q_f$ 的多粒子系统的几率："$|\psi(q_1 \cdots\cdots q_f)|^2$。$dq_1 \cdots\cdots dq_f$ 是在系统的相关量子态中的几率，各个坐标同时位于位形空间的相关体积元之中。"论文由泡利完成，处理了气体简并和顺磁性。上述说法受到波恩工作的鼓舞，而且又是在一个脚注中[60]发现的。

是什么促使玻恩迈出那一步的呢？

1954 年波恩“因为他的基础研究,尤其是他的波函数的统计解释”而荣获诺贝尔奖。在获奖讲演中——当时他 70 多岁了——他把获得统计解释的灵感归功于“爱因斯坦的一个想法”:爱因斯坦曾试图把光子出现的几率密度解释为光波振幅的平方,以此来使人们理解粒子——光量子或光子——以及波的二重性。这个概念可以立刻适用于 Ψ 函数:“$|\Psi|^2$ 应该代表电子的几率密度”。[61] 相似的叙述频频出现在玻恩晚年的作品中。从表面上看来,这好像是一种非常自然的解释。爱因斯坦不是说过低强度的光的行为就好像光是由能量包 $h\nu$ 所组成的吗?不是说过光的强度就是电磁场的二次函数吗?尽管事实如此,我仍然不能同意创始人自己的话,我不相信爱因斯坦的这些贡献在 1926 年指导过玻恩的工作。①

259

在试图重建玻恩的思想(必定是一个冒险的计划)时,我仅以他的两篇论述碰撞现象的论文和一篇同样在 1926 年写给爱因斯坦的信作为基础。我们至少应该记住,玻恩原先以为 Ψ 而不是 $|\Psi|^2$ 是几率的一种量度。如果他那时已经被爱因斯坦的关于辐射的平方量涨落(用场的术语)的卓越讨论所激励,那么他的这一错误简直不可理解。然而,玻恩的灵感的确来自爱因斯坦:不是爱因斯坦关于光的统计论文,而是他在 20 世纪 20 年代初有关光量子和波场的动力学的、从未发表过的一种猜测。玻恩在他的第二篇论文中说得很清楚:“我的工作从爱因斯坦对波场和光量子之间的关系的一次议论开始;他大概是这样说的:波动只是给微粒性的光量子指明道路,并在这个意义上谈到一种‘鬼场’(ghost field)②,这鬼场决定光量子的几率(重点是我加的)……采取一条确切的道路。”[57]

毫不奇怪,爱因斯坦那么早就关心到这些论题。1909 年他率先提出波粒二象性的问题。1916 年,他又第一个把(光的自发辐射)跃

① 我也不相信玻恩受到了 1924 年提出、1925 年放弃的玻尔一克拉默斯一斯莱特理论的引导[62],也不是“受爱因斯坦一德布罗意二象性方法的影响而形成的”。[63]

② 更多的书上将 Gespensterfeld 译为幻场(phanton field)。——译注

迁几率的存在与量子理论起源联系起来——虽然他还不知道这个关系要如何正式建立。关于他的鬼场或引导场的具体思想我们知道得很少。我们所有的最好的描述来自维格纳。[64]他在 20 世纪 20 年代与爱因斯坦私交不错："[爱因斯坦的]图象与量子力学现在的图象极为相似。虽然爱因斯坦还有几分喜欢这一想法，但从未将它发表出来。他认识到这与守恒原理相冲突……这是爱因斯坦永远不能接受的，因此一直没有很认真地对待他的引导场思想。这个问题如我们所知，由薛定谔的理论解决了。"①

在一封 1926 年 11 月写给爱因斯坦[65]的信中，玻恩更清楚地表明了他灵感的源头(这封信没有收在已发表的玻恩－爱因斯坦通信集里，其原因我不清楚)："我能够告知的情况是：我对现在的物理学非常满意，因为我把薛定谔的波场看成是一个你所谓的'鬼场'的想法，一直很不错。泡利和约旦在这个方向上取得了漂亮的进展。几率场当然不在通常的空间中而是在相(更确切地是在位形)空间中移动……薛定谔的成就使它约化为某种纯数学；而他的物理学则非常之贫乏。" 260

因此在我看来，玻恩的思想是由下述情况决定的。他知道并接受了薛定谔形式论的产物，但不接受薛定谔的尝试性解释："他[薛定谔]相信自己已经成功地返回到经典的思维方式，他认为电子不是一个粒子，而是由他的波函数平方$|\Psi|^2$给出的一种密度分布。他争辩说，粒子和量子跃迁的概念应该统统放弃；他的这种信心从不动摇……然而，我在弗兰克的原子和分子碰撞的卓越实验中，每天都目睹了丰硕的成果，因而确信，粒子不能简单地被放弃，必须找出一条调和粒子和波的道路。"[66]他在这条路上探索的结果，使他深入思考了爱因斯坦的鬼场的思想。现在看来，他的第一个猜测将几率与鬼场而不是"(鬼场)^2"相联系，并不值得大惊小怪。他的下一步从Ψ到|

① 与守恒定律的冲突之所以产生，是因为在爱因斯坦的思想中，每一个粒子有一个引导场。与此相反，薛定谔的波同时在所有粒子的构形空间中是"引导场"。

Ψ|[2] 完全是自己完成的。我们感谢玻恩这种富有创见的洞察力，Ψ本身——不像电磁场——没有直接的物理学实在性。

玻恩可能没有立刻认识到他的贡献的深远意义——这项贡献结束了量子革命。很久以后，他回忆起 1926 年：[67]"我们是如此地习惯于去做统计考虑，而对它进行更深一层的思考对我们来说似乎一点儿也不重要"。

这个直率的陈述再一次让人想起卡莱尔的话："人们不了解的，正是在他们掌握之中的东西。"

有点奇怪的是——这使玻恩有一些懊恼——他的论几率概念的论文在早期总是不能被充分地认可。海森伯自己对几率的解释——1926 年 11 月写于哥本哈根——就没有提到玻恩。[68] 在莫特(N. F. Mott)和梅西(Massey)的两版论述原子碰撞的书中也找不到有关玻恩工作的参考文献，在克拉默斯的论述量子力学的书中亦是如此。在泡利的权威性的 1933 年的《物理学手册》中，他提到了这个贡献，但只在一条脚注中一带而过。来自哥本哈根的卡尔卡(J. Kalckar)写信给我，回忆他与玻尔在这个问题上的讨论。"玻尔说，当薛定谔阐明了他的波动力学与海森伯的矩阵力学等价时，波函数的'诠释'就是显而易见的事了……因为这个缘故，玻恩的文章被哥本哈根认可时，并没有引起任何惊奇感。玻尔说'我们从未梦想过261 它会是别的什么'。"莫特作过一个类似的评论："也许几率诠释是所有[玻恩对量子力学的贡献]中最重要的，但是有了薛定谔、德布罗意和实验所给出的结果后，这对每个人很快就是显而易见的了。事实上当我 1928 年在哥本哈根工作时，它已被称为'哥本哈根诠释'——我从不认为玻恩是第一个提出它的人。"[69] 为了回答一个疑问，卡西米尔(H. Casimir)——1926 年开始在大学学习——写信给我："我同时学到薛定谔方程和它的诠释。奇怪的是我记得玻恩从未被特别提及。当然，作为矩阵力学的共同创始人他被提到过。"

(e)卫士的更替

1926 年 11 月 30 日,玻恩写信给爱因斯坦提到鬼场。爱因斯坦 12 月 4 日的回答是一封经常被引证的信。在信中他写道:“这个理论(量子力学)说得很多,但是一点也没有使我们真正接近这个‘老问题’的秘密。无论如何我深信,上帝是不玩掷骰子的游戏的。”①同样,那些曾是柏林学派的权威的其他领袖们——普朗克、冯·劳厄和薛定谔——的态度仍然不是怀疑,就是反对。1926 年 10 月的第一周,薛定谔到了哥本哈根,应玻尔的邀请去讨论量子理论的现状。海森伯也来了。后来玻尔常常告诉别人(包括我),薛定谔对当时讨论的反应是这样的:要是他能够预见这些结果,他宁愿不发表他的那些论述波动力学的论文。薛定谔继续相信人们应该反对粒子说。玻恩继续驳斥他。在薛定谔去世后,玻恩为哀悼他的老朋友,描述了那些年中他们的争论:“十分粗鲁又极亲切,交换意见时态度尖刻,但又从来没有被伤害的感觉。”[71]

在玻恩的工作之后,洛伦兹再也不能把握量子论带来的变化了。1927 年夏,他写信给埃伦费斯特:“我对把 $\Psi\Psi^*$ 作为几率的概念几乎一点也不关心……对于氢原子情况,如果人们把 $\Psi\Psi^*$ 诠释为一种几率,那么在精确地知道它是什么意思时,困难就出现了:对于一个给定的 E 值(本征值之一),在球面之外的区域也会存在一种[非零]几率。而那是具有能量 E 的电子所不可能达到的。”[72]

1927 年 3 月海森伯发表了[46]不确定性关系。在一个给定的实验中,让 Δx 表示一个范围,x 被确定在这个范围之中,Δp 表示共轭动量的范围。然后他指出,

262

$$\Delta p \Delta x \geq \frac{h}{2\pi} \tag{12.21}$$

① 要更多了解爱因斯坦的观点,见参考文献 70。

同样地，如果在一个给定的安排中，ΔE 和 Δt 是各自观察的能量和时间的分布范围，那么①

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \tag{12.22}$$

我常常感到"不确定性关系"的说法是很不合宜的，因为大家从通俗的文章中得到的意象与海森伯心中想像的完全不同。也就是说，问题不是我不知道什么，而是我能够知道什么？在通常的语言中，"我不确定"并不排除"我能够确定"。因此如果用"不可知性关系"(unknowability relations)这一术语可能会更好些。当然，现在人们不能也不应该再为它改名了。

玻尔的互补原理是不确定性关系内容的一种深化。1927 年 9 月他把这一原理叙述如下：[47]"量子论的真正本性……迫使我们把时空坐标和因果律的要求——它们的联合是经典理论的特征——看作是既互补又排斥的两种特性描述，各自表征着观察和定义的理想化。"以后几年，他一直在完善他的量子力学的基础分析。这一原理最好的描述[74]是 1949 年提出来的。

量子革命到 1927 年 10 月结束了；第 5 届索尔维会议大部分时间都在讨论新的力学。会议记录的打印本[75]1928 年出版。开始是玛丽·居里赞扬洛伦兹(洛伦兹在 10 月主持了这次会议，不久以后就去世了)。接下来是一列参加者的名单，包括普朗克、爱因斯坦、玻尔、埃伦费斯特、德布罗意、玻恩、薛定谔和年轻人狄拉克、海森伯、克拉默斯和泡利。爱因斯坦第一次公开反对量子力学。普朗克保持沉默。卫士在更替。

---

① 不久以后[73]就指出，式子(12.21)和(12.22)的右边可简小为 $h/4\pi$。

Sources

I found particularly helpful the source book by van der Waerden[35] which contains important letters, a reprint of a series of original papers on the subject 'Toward quantum mechanics', as well as reprints of the first six fundamental papers on matrix mechanics, all in English or English translation; and the book by Jammer[73] on the conceptual foundations of quantum mechanics. Note that the collected papers on wave mechanics by Schroedinger also exist in English translation.[40]

263

References

1. J. C. Maxwell, *Collected papers*, Vol. 1, p. 526, Dover, New York 1952.
2. A. Einstein, in *James Clerk Maxwell*, p. 66, Cambridge Univ. Press 1931.
3. J. C. Maxwell, *Encycl. Britannica*, 9th edn. Vol. 8, 1878, repr. in Ref. 1, Vol. 2, p. 763.
4. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapters 6,7, Oxford Univ. Press 1982.
5. W. T. Scott, *Am. J. Phys.* 31, 819, 1963.
6. Ref. 1, p. 570.
7. Ref. 4, Chapter 13, Section (a).
8. Ref. 4, Chapters 19, 21.
9. A. Einstein, *Ann. der Phys.* 17, 132, 1905; Engl. transl. A. B. Arons and M. B. Peppard, *Am. J. Phys.* 33, 367, 1965.
10. Ref. 4, Chapter 19.
11. L. Davis, A. S. Goldhaber, and M. M. Nieto, *Phys. Rev. Lett.* 35, 1402, 1975.
12. A. H. Compton, *Phys. Rev.* 21, 483, 1923; A. H. Compton and A. W. Simon, *Phys. Rev.* 26, 889, 1925.
13. G. N. Lewis, *Nature* 118, 874, 1926.
14. H. A. Kramers and H. Holst, *The atom and the Bohr theory of its structure*, Knopf, New York 1923.
15. Ref. 4, Chapter 22.
16. Ref. 4, Chapter 21, Section (a).
17. A. Einstein, *Phys. Zeitschr.* 10, 185, 817, 1909.

18. A. Einstein, *Berliner Tageblatt*, April 20, 1924.

19. A. Pais, in *Niels Bohr, his life and work*, p. 215, North Holland, Amsterdam 1967.

20. A. Pais, *Science* 218, 1193, 1982.

21. *Narure* 107, 504, 1921.

22. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* 33, 879, 1925.

23. A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien, wellenmechanischer Ergänzungsband*, Vieweg, Braunschweig 1929.

24. L. de Broglie, preface to his re-edited 1924 Ph. D. thesis, *Recherches sur la théorie des quanta*, p. 4, Masson, Paris 1963.

25. L. de Broglie, *Comptes Rendus* 177, 507, 1923.

26. L. de Broglie, *Comptes Rendus* 177, 548, 1923.

27. A. Einstein, letter to H. A. Lorentz, December 16, 1924.

28. F. Kubli, *Arch. Hist. Ex. Sci.* 7, 26, 1970.

29. M. Klein, *Nat. Phil.* 3. 1, 1964.

30. Ref. 4, Chapters 23,24.

31. S. N. Bose, *Zeitschr. f. Phys.* 26, 178, 1924.

32. A. Einstein, *Sitz. Ber. Preuss. Ak. Wiss.* 1924, p. 61.

33. A. Einstein, *Sitz. Ber. Preuss. Ak. Wiss.* 1925, p. 3.

34. W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* 31, 765, 1925.

35. B. L. v. d. Waerden, *Sources of quantum mechanics*, Dover, New York 1968.

36. M. Born and P. Jordan, *Zeitschr. f. Phys.* 34, 858, 1925; English transl. in Ref. 35.

264 37. G. Uhlenbeck and S. Goudsmit, *Naturw.* 13, 953, 1925.

38. M. Born, W. Heisenberg, and P. Jordan, *Zeitschr. f. Phys.* 35, 557, 1925; Engl. transl. in Ref. 35.

39. W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* 36, 336, 1926; Engl. transl. in Ref. 35.

40. E. Schroedinger, *Ann. der Phys.* 79, 361, 1926; Engl. transl. in *Collected papers on wave mechanics by E. Schroedinger*, transl. J. Shearer and W. Deans, Blackie, Glasgow 1928.

41. F. Bloch, *Physics Today*, December 1976, p. 23.

42. E. Fermi, *Rend. Acc. Lincei* 3, 145, 1926, repr. in *Enrico Fermi, collected papers*, Vol. 1, p. 181, Univ. Chicago Press, 1962.
43. M. Born, *Zeitschr. f. Phys.* 37, 863, 1926.
44. P. A. M. Dirac, *Proc, Roy. Soc. A* 112, 661, 1926.
45. C. J. Davisson and L. H. Germer, *Nature* 119, 558, 1927.
46. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* 43, 127, 1927.
47. N. Bohr, *Nature* 121, 580, 1928.
48. P. A. M. Dirac, *Hungarian Ac. of Sci. Report KFK* —62, 1977.
49. A. Einstein, letter to P. Ehrenfest, September 20, 1925.
50. N. Bohr, *Nature* 116, 845, 1925.
51. Ref. 50, footnote 17.
52. W. *Pauli, scientific correspondence*, Vol. 1, pp. 252—4, Springer Verlag, New York 1979.
53. R. de L. Kronig and I. I. Rabi, *Phys. Rev.* 29, 262, 1927.
54. E. Schroedinger, *Naturw.* 14, 644, 1926.
55. E. Schroedinger, *Ann. der Phys.* 81, 109, 1926.
56. M. Born, *Goett. Nachr. 1926*, p. 146.
57. M. Born, *Zeitschr. f. Phys.* 38, 803, 1926.
58. Ref. 4, Chapter 21, Section (b) and (d).
59. M. Born, *Nature* 119, 354, 1927.
60. W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* 41, 81, 1927, footnote on p. 83.
61. M. Born, in *Nobel lectures in physics* 1942—62, p. 256, Elsevier, New York 1964.
62. W. Heisenberg, in *Theoretical physics in the twentieth century*, p. 44, Interscience, New York 1960.
63. H. Konno, *Jap. Stud. Hist. Sci.* 17, 129, 1978.
64. E. Wigner, in *Some strangeness in the proportion*, p. 463, Ed. H. Woolf, AddisonWesley, Reading, Mass. 1980.
65. M. Born, letter to A. Einstein, November 30, 1926.
66. M. Born, *My life and my views*, p. 55, Scribner, New York 1968.
67. Oral history of Born by T. Kuhn, 1962, Archives of the History of Quantum Physics, Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New

York.

68. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* 40, 501, 1926.

69. N. F. Mott, Introduction to Ref. 66, pp. x—xi.

70. Ref. 4, Chapter 25.

71. M. Born, *Phys. Bl.* 17, 85, 1961.

72. H. A. Lorentz, letter to P. Ehrenfest, August 29, 1927.

73. M. Jammer, *The conceptual development of quantum mechanics*, pp. 335 ff. McGraw-Hill, New York 1966.

74. N. Bohr, in *Albert Einstein: philosopher—scientist*, Ed. P. Schilpp, p. 199, Tudor, New York 1949.

75. *Electrons et Photons*, Gauthier-Villars. Paris 1928.

13. 与对称性和不变性的第一次遭遇

“在我看来，与偏重计算性的处理相比，基本对称特性的审慎的利用似乎必然更接近于物理学的直觉。”

E. P. 维格纳于 1931 年[1]

(a)引言

在海森伯重新思考一维线性谐振子理论并由此发现量子力学之后将近一年时间里，他对两个互相对称耦合的全同振子又发现了一些有趣的东西。[2] 他发现这个系统的量子状态分成两组，在交换振子坐标的情况下，一组是对称的，另一组是反对称的。进一步假设振子带电荷，他注意到辐射跃迁只能在每一组态内部发生，不可能在一组和另外一组之间发生。他进一步猜测如果全同粒子的数目 $n>2$，应该同样地存在非结合的组，但还没有任何证据。[3] 他把这个问题搁置一边，去思考另一个问题。六个星期以后，他提出氦光谱理论，这个理论毁灭了老量子论。[4] 在写给泡利的信中，海森伯诉苦说，他的计算“不准确和不完全”。[5] 的确，在以后几年里别人改进了他的答案。但尽管如此，这篇杰出的论文包含了今天使用的所有基本要素。泡利原理在量子力学中的第一个应用产生了：在同时交换空间和自旋坐标的情况下，双电子波函数是反对称的。下面的(b)节将涉及这一原理。

与此同时，柏林的一位年轻的匈牙利化学工程师维格纳对 $n>2$ 的全同粒子问题发生了兴趣。他迅速掌握了[6] $n=3$(没有自旋)的情况。他的方法相当费力；例如，他不得不解出一道(可约的)6 个自由

度的方程。把这个方法用到 n 更高的情况无疑是令人生畏的。维格纳告诉我,他去他的朋友数学家约翰尼·冯·诺伊曼(J. von Neumann)那儿请教。约翰尼想了一会然后告诉他,他应该读一些弗罗本尼乌斯(G. F. Frobenius)和舒尔(I. Schur)的论文,并答应第二天带给他。结果,维格纳论述一般的 n(没有自旋)的情况的论文很快[7]准备就绪,并于 1926 年 11 月提交。文中表达了对冯·诺伊曼的感谢,以及以下的话:"有一种很成熟的数学理论可以用在这里:转换群的理论,它与对称群(置换群)同构。"

266

于是,群论进入了量子力学。

群、对称性、不变性,这是些多么光彩夺目的主题,它有时将以一种形式,有时将以另一种形式出现在本书的其余部分。我将有许多机会详述它们在物理学理论中的地位。在这里只评论对称性在经典理论与量子理论里不同的作用。第一点,有些量子对称性在经典的范围根本不存在,第一个例子就是刚才提到的 n 个全同粒子的状态的置换对称。这些对称性支配着不相容原理和量子统计。最后用它们解开了一个长达 25 年的谜,即普朗克黑体辐射定律的含义。

还有第二个更深刻的区别,它在量子理论中同样地影响着"新"群和"老"群的作用,后者的一个例子是三维旋转(欧几里得群)。这一点可以用维格纳的另一次讨论来说明。我曾问过他,是否从三个全同粒子转变到四个全同粒子,标志着他第一次充分认识群论的威力(正如我在一个相似的问题上所认识到的[8])。他回答道,那当然是很重要的,但是他对对称性论证的认识起源更早。在担任化学工程师的时候,他的一篇论文中就已经需要用经典空间群来论述菱形硫的点阵结构。[9] 更重要的是(他说)在 1925 年之前,他已经相信在基态上的氢原子不是一个平面,而应该是一个球面,"有点像一个球壳,由此你必须引进球面谐波"。对称性在经典理论和量子力学中的差别,用这种基态的两种图象作比较是最好不过的了:在 1925 年之前是一个圆,1925 年之后是一个球。

更一般地说，系统的状态在经典力学里是由相空间中的一个点给定的，对称性操作作用在那个空间的坐标和速度上。而对量子力学，一个状态是由希耳伯特空间中一个矢量给定；对称性操作由那个空间中的线性(更精确地说是幺正的或反幺正的)运算所完成。这个线性真正的新奇之处在于它直接与叠加原理有关：在量子力学中人们可以把两个状态相加。在经典物理学中没有这样的东西。① 线性也是为什么在量子力学中对称性自身决定系统许多特性的基本原因。② 由此展现了对称性的威力。在一个系统的动力学方程足够精确的情况下，人们尽可以运用对称性的论证来进行推理，来代替直接的计算(某些人所偏爱的一种方法)。 267

尽管开始有些阻力，但神奇的群论方法迅速被掌握。事实上，有关这个课题的两本书——至今仍属于最好之列——很早就出现了。一本是韦尔写的(1928 年)[12]，一本是维格纳写的(1931 年)。[1]维格纳的书仍是一本理想的入门教本。韦尔的要艰深得多，但是值得花力气去阅读。最近拉卡(G. Racah)告诉我，在他从佛罗伦萨搬迁到耶路撒冷的孤独日子里，他花了整整一年时间来读韦尔的书。这就是他以后开始研究复杂原子的著名工作所需要的全部知识。

由于群论在原子光谱上的早期应用仍然很流行并且容易在当代的书中读到，这里就不必详细讲述它们，虽然它们是重要的。另一方面，有必要讨论一些 20 世纪 20 年代的其他进展，它们都与对称性和不变性有关，对后来原子的、核的、以及粒子的理论的演进有极为重要的意义。本章将要讨论的主题是：不相容原理的发现，量子统计的发现，自旋的发现，以及狄克拉方程的建立。它们中的前三个是旧量子论最后的章节。泡利是通过费力地思考“旧的”定则而发现他的原

① 要更详细地了解经典理论和量子理论中对称性之间的比较，尤其应该看一看维格纳的吉布斯演讲。[10]

② 氦光谱分离成为正态和仲态就是最早的例子之一。

理的，这里“旧的”定则指的是用于反常塞曼效应的兰德(A. Landé)定则，和用于原子中电子壳层闭合的斯通纳(E. C. Stoner)定则(见(b)节)。同样，量子统计也开始于那些在量子力学以前的时期立下的一些特设法则((d)节)。自旋的发现，虽然发生在矩阵力学与波动力学的开端之间，但却是一个完全独立于量子力学的进展((c)节)。论述这些发现以后，我将结束旧量子论，并最后一次向在可见光和红外领域工作了75年的实验光谱学家的工作表示敬意，并向那些为数不多的理论学家表示敬意，他们依赖不多的数据发现了那么多联系。

狄拉克的发现，宣告在自旋、相对论不变性和量子力学之间有了新的联系。在(e)节我将只讨论这个新阶段的开端，而把正电子留到后边的章节。

(b)不相容原理

1918年，在读完高级中学之后到进入慕尼黑大学之前不到三个268 月的时间里，18岁的泡利写出了他的第一篇物理学论文，论述广义相对论的一个问题。一年以后他的论统一场论的文章，使韦尔乐于接受这位大学一年级学生成为他在这个新领域里的合作者。[13] 1920年，他写的论述相对论的论文收在《数学百科全书》里，受到爱因斯坦和其他人大大的赞赏。一年后，他以最优异的成绩从索末菲那里获得哲学博士学位，并成为玻恩的助手。1922年9月，他到哥本哈根的玻尔那里去了一年。当我们在这一节遇上他时，他正在汉堡任编外讲师。时间是1924年12月。到那时候，他已发表了15篇论文，范围从相对论到旧量子论——包括塞曼效应。那年12月，泡利达到一个创造的高峰，我认为是他的最高峰。在一篇论文中他发现电子具有第四个量子数。在紧接着的下一篇论文中，他提出了不相容原

理。①

"在一个世纪的最后25年中，当塞曼做出那个我们现在为之纪念的发现时，物理学的发展已是那么丰富多彩，以至于不需怎么努力，我们就能回忆起当时所处的情况，如对事实的了解、理论的洞察等等。"洛伦兹在给荷兰《物理》杂志1921年10月号纪念塞曼效应发现25周年所投的稿子，就是这样开篇的。[15]在回忆了塞曼测量的最后结果后，洛伦兹继续写道："然而不幸的是，理论不能保持与实验齐头并进，由他第一次成功产生的喜悦，只经历了短暂的时间。在1898年，考纽(A. M. Cornu)发现——最初几乎难以置信！——光谱线D分解成为四根……理论不能解释……所观察到的规则性……不能同光谱线的反常分裂相配合……"

回忆一下他1897年对塞曼分裂②的预言，有助于理解洛伦兹的评论。顺一个外磁场的方向观察，光谱线竟会分裂成双线，一个分量是右偏振的，另一个是左偏振的，它们的位置在没有磁场时谱线的两侧等距处。垂直于磁场的方向观察，应该看到第三条没有移位的、线性偏振的光谱线。这种洛伦兹三重线叫做正常塞曼效应。[16]为了解释考纽的结果，我利用现代量子数，以后也会尽可能地使用。D_1线是黄色的钠双线(是在无场情况下的一对双线)的一个分量，相应于原子跃迁$2P_{1/2}\to 2S_{1/2}$，它的伴线(D_2)是$2P_{3/2}\to 2S_{1/2}$。这里的"2"表示主量子数的值(出现在巴尔末公式中的那一个)。P和S各自相应于取值为1和0(以$h/2\pi$为单位)的轨道角动量量子数l；相应的矢量叫做$\vec{l}$。下标1/2,3/2指的是总角动量量子数j的各自的值，相应的矢量叫$\vec{j}$，由下式给定：

269

$$\vec{j}=\vec{l}+\vec{s} \tag{13.1}$$

① 也可以参见梅因(K. von Meyenn)和赫尔布朗写的泡利通向不相容原理的道路的文章。[14]

② 见第4章(c)节。

其中 $\vec{s}$ 是自旋矢量。$\vec{j}$ 在观察方向上的分量 $\vec{m}$ 有一个相应的量子数 m，它能采取的值是

$$m=-j,-j+1,\ldots,+j \tag{13.2}$$

m 的增量 Δm 在塞曼跃迁中受下式制约

$$\Delta m=0,\pm 1 \tag{13.3}$$

因此，D_1 线分裂成为 $2\times 2=4$ 个分量，D_2 为 $4\times 2-2=6$ 个分量。任何不同于经典三线的分裂通常都叫做反常塞曼效应。在 1921 年还没有发现自旋，所以洛伦兹和其他同时代的人一样，完全可能被这位法国物理学家考纽的早期测量所迷惑。（洛伦兹可能同时提到另外一些人的相似的实验结果。①）

在 20 年代初对塞曼效应的理解的偏差不仅源于不知道自旋，而且也源于实验的复杂性。如我们现在所知，钠 D 双线的塞曼分裂，对于所有别的碱金属，以及对于氢，都精确地类似。然而在登在《物理大全》上泡利的论述旧量子论（关于那个课题的最全面的评述）的文章中，我们发现了以下的段落："在一个磁场中，许多光谱线，特别是那些氢的光谱线，明显分裂成一组洛伦兹三线，它被叫做'正常塞曼效应'，"[19]这明显证明当时实验还不够好。恰好几乎与之同时，高斯密特[20]写道："现在还没有解释，为什么氢的塞曼效应与碱原子的塞曼效应不相似。"应该注意的是，这两篇文章完成于 1925 年秋，在自旋发现之后！[21]在其他方面，氢光谱在 20 年代初表面上的"正常"，如我们将在下一节中所见的那样，同样也具有欺骗性。

评论。D 双线分裂成 10 条谱线以及选择定则(13.2)都仅仅严格地适用于**线性**塞曼效应，也就是当分裂正比于磁场强度的大小 H 的时候。如果

$$\mu H\ll\delta$$

---

① 关于 1913 年之前的有关塞曼效应的资料，见参考文献 17。关于那个时期的历史见梅拉和雷琴伯格的书。[18]

我们就在这种线性范围之中，其中

$$\mu=\frac{eh}{4\pi m_0 c} \tag{13.4}$$

是玻尔磁子（m_0是电子质量），δ是$2P_{1/2}-2P_{3/2}$精细结构裂距。泡利 270 和高斯密特所涉及的实验不满足$\mu H\ll\delta$而是$\mu H\gg\delta$。在这种情况下，就有所谓的完全帕邢一巴克效应（Paschen-Back effect）①，这个效应有它自己不同的选择定则：

$$m=m_l+m_s \tag{13.5}$$

m_l、m_s各是相应于l和s的磁量子数。在完全帕邢一巴克范围中，l和s去耦，选择规定变成[23]

$$\Delta m_s=0,\Delta m_l=0,\pm 1 \tag{13.6}$$

于是每条D线分裂成为一组三线！那么为什么这些三线对于氢能见到，而对于碱金属就见不到呢？这是由于对于氢，δ小得多。是的，在20年代初塞曼效应正是使事情混乱的原因。

从塞曼的年代跳到现代和使用现代符号后，我现在回转到较早的时期，跳过许多有趣的发展，直接到1919年。这一年，反常塞曼效应的旧量子论阐释，在塞曼的一个学生洛辉增（T. van Lohuizen）的建议下开始②了。考虑发射光的频率ν，在没有磁场的情况下，如果电子从能态E_1跳到能态E_2：$h\nu=E_1-E_2$。在一个磁场中用量$\Delta\nu$（对应塞曼线中的一条谱线）来代替ν。洛辉增假设[25]

$$h\Delta\nu=\Delta E_1-\Delta E_2 \tag{13.7}$$

其中ΔE是E的位移。这个关系式似乎是不言而喻的，但记住：那是1919年，反常塞曼效应仍是神秘不可知的。无论如何，关系式（13.7）对整理实验数据非常有用。

下一步必然是要对ΔE作出一个好的猜测。第一个作出这种猜

① 该效应以帕邢和巴克命名，是因为在1912年他们在一个非常强的场中第一次观察到了"正常三线"。他们在论文中创造了"反常塞曼效应"这个术语。[22]

② 正常塞曼效应的旧量子论解释已在1916年被探讨过了。[24]

测的人就是兰德，他在 1921 年提出公式[26]

$$\Delta E=mg\mu H \tag{13.8}$$

量子数 m 在早先已经被定义过了。系数 g——一直叫做兰德系数——对于正常塞曼分裂等于 1。兰德做了两项新假设：

(1)一般情况 $g\neq 1$，但仍然独立于 m。这意味着迴磁比 ρ——磁矩与角动量大小的比率——不再是由经典理论的拉莫尔定理所决定

271 的 $e/2m_0c$ 值，而应代之以

$$\rho=\frac{e}{2m_0c}g \tag{13.9}$$

(2)为了使读者有正确的判断，我用以下的评论开始兰德的第二个假设。在发现自旋以前，人们已经运用两个不同的量子数 j(那时称为内量子数)和 l。由于自旋尚未发现，因此(13.1)式还不存在。既然还不存在自旋，怎么可能会有两个角动量呢？显然，j 和 l 涉及一个原子中电子的组合，而不是在某个轨道中的一个电子，这就大有可能出现两个角动量。再者，在兰德提出第二个假设之前，j 和 l 都被假设为整数。然后才有了兰德的建议：m 对于碱金属应该是半整数。同样，(13.2)式将保留下来，所以当 m 是半整数时，j 也是半整数。

半整数量子数的引入不仅十分新奇而且富有冒险精神。年青的海森伯似乎也有同样的思想，但没有发表，因为这一想法让他的老师索末菲十分震惊。[27]然而，在兰德的文章发表以后不久，海森伯发表了他的第一篇论文，提出了一个用半整数量子数的模型。[28]在碱金属中，有一个价电子和一个电子的内部复合体，他称之为"原子实"。海森伯提出①原子实和价电子各自有角动量 1/2。

因为某些不重要的原因，这个模型很快就被放弃了，但兰德采用了一个他称之为 R 的原子实角动量量子数的想法。对于碱金属，R 将等于 1/2，相应的矢量是 $\vec{R}$。1923 年他建议[30]

① 有关海森伯和原子实模型更详细的介绍，见参考文献 29。

$$\vec{j}=\vec{l}+\vec{R} \tag{13.10}$$

其中 $\vec{l}$ 是在碱金属原子中价电子的轨道角动量，由此他的 g 因子由下式给定：

$$g=1+\frac{j(j+1)+R(R+1)-l(l+1)}{2j(j+1)} \tag{13.11}$$

兰德得到这个表达式的论据，部分是几何学的，部分是经验的。这一表达式在参考文献 18 中详细作了说明。注意，如果轨道角动量 l 消失了，则 $j=R$，于是对于原子实本身

$$g=2 \tag{13.12}$$

在 1925 年的评论[20]中，高斯密特公正地称这最后的关系"完全不能理解"，但在接受了兰德的假设后，他又说："人们完全掌握了反常塞曼效应的广泛和复杂的材料。"事实上兰德的公式极好地证明了在旧 272 量子论的时代里，有天赋的物理学家们在不完全清楚自己在做些什么的时候，就取得了重要的进步。这个公式似乎非常奇特，但它的确能起作用。下面又将发生什么呢？

泡利参与进来了。

1924 年 12 月他的论述塞曼效应[31]的论文，以回忆当时流行的观点作为开端，即原子实的特性必须归因于"K 层的一个磁力学的异常，这就需要假设这一壳层的磁矩和角动量的商是经典值的两倍[见(13.9)和(13.12)式]"。栖身于 K 层中的两个电子——原子实最内层的部分——被假定对此负责。如泡利进一步指出的那样："我们常常假定，K 层角动量在惰性气体组态中不等于零，与更高的电子组(L，M……壳层)的角动量形成对照。"这一说法显然不正确。泡利这种观点事实上是由以下的半经典推出的，但却与实验冲突。把(13.11)式写成 $g=1+x$，x 起因于原子实，更确切地说是起因于 K 层电子，如果原子实不起作用，因此 $R=0$，在这种情况下 $j=l$，因此 $x=0$。根据兰德的想法，x 只依赖于组态的量子数，而不依赖于所考虑的原子的核电荷 Z。然而泡利说，严格说来这种说法并不正确。他指出，相对论的效应纠正了迴磁比(13.9)，因此也纠正了 g；其方

法是用一个$(1-v^2/c^2)^{1/2}$的因子对一个电子轨道进行平均，v是电子的瞬时速度。这个倍增修正对K壳层电子等于$(1-\alpha^2Z^2)^{1/2}$（α是精细结构常数）。泡利继续计算碱金属的这个效应。这个偏离对于钠（Z不够大）“实际上观察不到”，但对较重的原子核偏离就大了，“对于类碱的铊光谱线，增到18%”。然而“事实上，观察与兰德的g系数符合的精度大约为1%”。由此泡利解决了一个佯谬，他用的办法是“最自然的”（正确的）规定，即规定所有封闭壳层的角动量为零。

现在我们到了科学上出现奇迹的那些瞬间之一，其时逻辑的结论与实验室的结果发生了冲突。泡利曾指出，原子实角动量的概念是无意义的。但是实验已显示，对于g的兰德公式起了作用！泡利找出了正确的方法：我们需要一个R，但是因为R与原子实无关，那就必定与价电子本身有关。用泡利的话来说就是：“按照这个观点，（反常塞曼效应）是由于价电子的量子理论特性的奇特的二值性（Zweideutigkeit）所致，这种二值性用经典理论是无法描述的。”

只要把兰德的与碱金属有关的值$R=1/2$与价电子的自旋联系273 在一起，一切都清楚了。我不大明白，为什么泡利本人不走那一步，他至少能够给出一个重要的建设性的理由。在他论述反常塞曼效应的文章收到4天后，泡利写信[32]给索末菲：“[有关]……原子中原子团各壳层填满的问题，我已取得几点进展。你的书①对我帮助极大，特别是你专门强调了斯通纳的论文。”斯通纳的工作使泡利从“二值性能够意味着什么”这个问题，转向“二值性与原子中的填满电子壳层有些什么关系”的问题。他发现，[33]能够用一个新的规则来表述这个答案，一年以后狄拉克把它命名为泡利不相容原理。[34]我略去泡利论文中许多有趣的光谱学的论据，直接进入不相容原理，并采用与现代习惯相适应的符号。

1924年10月，斯通纳曾提出[35]以下规则：“在每一个填满的壳层中，电子数等于内量子数的和的两倍。”我应该解释一下。我们设想

① 《原子结构和光谱线》第四版，于1924年10月完成。

原子需要这样一个独立的粒子模型：每个电子独立于所有其他电子而围绕着核运动，这样就得到了一个类氢轨道。然后我们能给每一个电子赋予以下量子数：一个主量子数 n（它出现在巴尔末公式中），和量子数 l，它（从氢中得知）能取的值为 $l=0,1,\cdots\cdots,n-1$。进一步设想这些独立的电子处于一个外磁场中。于是出现了第三个量子数：m_l（见(13.5)式），且每一个能级(n,l)分裂为 $2l+1$ 个能级，相当于$-l\leq m_l\leq l$。各级的数目 N 为：

$$n=0: \quad l=0, \quad N=1$$

$$n=1: \quad l=0,1, \quad N=1+3=4$$

$$n=2: \quad l=0,1,2, \quad N=1+3+5=9,\text{等等。}$$

斯通纳的规则说：一个壳层相应于一个固定的 n；如果完全填满，那么壳层中的电子数等于 N 的两倍。

为什么是两倍呢？

泡利把这点接了过去。[33] 他建议“尽可能地继续把[关于二值性的]操作假设运用到除碱金属以外的其他原子”，并继续引进关于二值性的新假设：第一，它可应用于原子的**每一个**电子；第二，它正式由一个二值的新量子数来表达。这样，他就为每个电子引入四个量子数。我将使用几个月后由高斯密特引进的、更简单的（但是等价的）符号，来代替泡利选择的量子数。[36] 这些是：n,l,m_l（早先引入的符号）和另一个磁量子数，高斯密特称它为 m_R，它满足于 274

$$m_R=\pm 1/2 \tag{13.13}$$

（m_R 当然与(13.5)式中的自旋量子数 m_s 是一样的，但是再次记住：那时还没有自旋呢！）泡利用的是（用高斯密特的符号）m_l+m_R 和 m_l+2m_R 而不是用 m_l,m_R。不管怎么表示，状态总是加倍了，泡利认为这可以用来解释斯通纳规则中 N 的加倍。为什么一个壳层不能包含多于 $2N$ 个电子呢？“在原子中不能存在两个或更多的等价电

子，在强场[①]中所有量子数[n, l, m_l, m_R]的值都相重合。如果在原子中有一个电子，它的各个量子数有了确定的数值，那么这个状态就是'被占据了'。"

这样，泡利借助于这条途径得到了不相容原理：

反常塞曼效应→兰德规则→二值性
↓
斯通纳规则→不相容原理

他很清楚这不是故事的结尾："我们不能为这项规则提供一个更加精确的解释。"利用了对称性以后，精确度马上得到了改进，正如我们将在(d)节的结尾所见的那样。

(c)自旋

在杜塞尔多夫贝赫公爵领地的首府附近，曾经住着一个名叫乌伦贝克的家族。其中一名成员在普鲁士腓特烈大帝时期进入了军界，由于一次决斗他只得逃走，后来在荷兰殖民地锡兰参军，成为这个家族荷兰分支的始祖。他的三个曾曾孙在荷兰东印度军队服役。在北苏门答腊的亚齐战争[②]中，他们中的两个全靠他们的军刀才避免被残忍的部落俘虏。第三个升到陆军中校并娶了荷兰陆军少将的女儿。他们就是乔治·乌伦贝克的双亲。他生于1900年，在苏门答腊的芭东潘姜(Padang Panjang)的一所幼儿园接受早期的教育。

1907年他们举家搬迁到荷兰，并在海牙定居。乌伦贝克在高级中学的课程中第一次被物理学所吸引。为了学到更多的知识，他宁愿骑着自行车去皇家图书馆，在那儿专攻洛伦兹的《物理学讲义》。1918年结束高中学习后，他不能进入荷兰大学，因为他的中学没有

---

① 涉及到强场就关系到完全帕那—巴克效应，对此我们应指出 m_l 和 m_s 去耦后都是好的量子数。

② 亚齐战争，苏门答腊北部的穆斯林国家亚齐与荷兰之间的武装冲突，发生在1873～1904年。——译注

讲授希腊文和拉丁文。当时法律规定，无论在任何大学学习任何学科的先决条件就是要学习这两门语言。(范德瓦耳斯和范特霍夫 275 (J. H. van't Hoff)在也曾处于同样情况，他们能够进入大学只是因为有政府的专门特许)。因而乌伦贝克只好在 1918 年 9 月进入代尔夫特的技术学院，准备学习化学工程。不久一个新的法令颁布了，对学习理科的大学生免除对希腊文和拉丁文的要求。于是在 1919 年 1 月，乌伦贝克离开代尔夫特，并在莱顿大学注册登记学习物理学和数学。

在当学生的几年里，乌伦贝克经常坐火车来往于海牙的家和莱顿之间。他的母亲常让他带上午餐并给他 2 角 5 分钱买咖啡，但他总是把这些钱省下来直到足以买一本二手的玻耳兹曼的《气体理论教程》。大学毕业以后，他选读了埃伦费斯特和洛伦兹的课程，并参加著名的星期三晚上的"埃伦费斯特讨论会"。人们只有在接受邀请后方能参加这个讨论会，而一旦被接纳就一定要去。埃伦费斯特也常常到场。埃伦费斯特是乌伦贝克生活中最重要的科学人物。在我与乌伦贝克相识的岁月里，无论是在乌得勒支，还是安阿伯，还是在纽约，总有一幅照片摆在他的办公桌上：一张埃伦费斯特笑得很甜的小照片。[①]

有一天，埃伦费斯特在班上问大家，有谁对在罗马的一个教学职位有兴趣。乌伦贝克举起了手。于是从 1922 年 9 月到 1925 年 6 月，他成了荷兰驻罗马大使的小儿子的私人教师，教授数学、物理、化学、荷兰文、德文和荷兰史。他继续他的大学学习，并在 1923 年获得莱顿大学的"doctorandus"学位，相当于硕士学位。

在罗马的时候，他到大学去听课，并遇上了比他小一岁的费米。他们成为好朋友，并组织了一个小型的学术讨论会。"费米是天生的领袖，大部分的话是他讲的。"与此同时，乌伦贝克开始深深地专注于文化历史。他发表的第一篇文章(用荷兰文写成)是研究林赛学院的

① 关于乌伦贝克对埃伦费斯特的回忆见参考文献 37。

四个创建人之一赫基乌斯(J. Heckius)的。[38]正是荷兰人乌伦贝克，在文科利的圣彼德大教堂向在罗马出生和成长的费米，第一次介绍米开朗琪罗的摩西①。

1925年6月，当乌伦贝克回到荷兰时，他曾认真考虑过放弃物理学而成为一名历史学家。埃伦费斯特表示理解，但建议他先跟随自己工作一段时间，以便了解当今物理学的情况，同时建议他向高斯密特——一位研究生——学习“光谱动物学”(泡利总是这样称呼光谱学研究)。乌伦贝克听从了他的劝告。1925年整整一个夏天——他后来称它为高斯密特之夏——高斯密特来到他家，教他光谱学。然后在1925年9月中旬，doctorandus乌伦贝克和研究生高斯密特发现了自旋。乌伦贝克成为一名历史学家的渴望由此烟消云散。

276

高斯密特(朋友叫他山姆)1902年生于海牙，是一位富裕的浴具批发商的儿子。他母亲拥有一家时髦的帽子商店。他第一次品尝到物理学的滋味是在11岁的时候，当时他随便翻阅一本初级的物理学教科书，其中有一页深深地吸引了他，这一页解释光谱如何显示出星球是由和地球一样的元素所组成的。“太阳中的氢和北斗七星中的铁使天体似乎变得亲密和并非可望而不可即的。”②他比一般人早一年高中毕业，并成为莱顿大学的一名学生；埃伦费斯特把他萌芽状的兴趣转变成为一种献身精神。不久他倾向于从经验的预感开始的直觉思考而不是分析性思考的天赋明显表现出来。乌伦贝克后来说起他：“山姆从来不是一个引人注目的爱思考的人，但他有一种把杂乱的数据整理出条理来的惊人才能。他在密码方面是个奇才……”拉比说：“他思考起问题来像一位侦探。其实他正是一位侦探。”[39]事实上，高斯密特一度上了八个月的侦探工作的课程，学习了指纹、血迹

① 米开朗琪罗(Michelangelo)：意大利文艺复兴盛期的雕刻家、画家、建筑设计家和诗人。雕塑《摩西》是他的重要作品。摩西(Moses)是公元前13世纪希伯来人的领袖。——译注

② 有关高斯密特的许多个人的详情，在一本《纽约人》的人物简介中可以找到。

和伪造文件的鉴别。一门两年的大学课程教会他破译象形文字。在物理学中，光谱的破译成了他强烈的爱好。18 岁时，他完成了他的第一篇论文，关于碱金属双线。[40]乌伦贝克称这篇文章是“一种最傲慢的炫耀，充满自信但……高度可信”。[39]

从 1925 年 8 月起，他们两人开始在海牙定期会面。乌伦贝克是两人中更善于分析的一个，他较善于钻研理论物理学，是物理学研究中的新手，有抱负的历史学家，一篇关于赫基乌斯的文章足以使他增光；山姆，侦探，彻底精通光谱，在这方面已发表了几篇论文，在物理学界中有一定知名度，在阿姆斯特丹给塞曼当兼职助手。山姆的教学几乎立时就转变为联合研究和联名发表文章，他们的关系转变为一种亲密和持久的友谊。对于在那几个月的合作期间，他们两人是如何地受益于对方这一点，我从以后与他们的私交中所知道的，超过了从他们的作品中所了解到的[41,42,43,44]。这种友谊决不是出于礼貌，而是相互赞赏。

山姆对当时所有有关半整数角动量的事了如指掌。他对泡利工作((13.13)式)进行简化的短文[36]在 5 月以前就已完成了。他们最早讨论的课题之一(乌伦贝克告诉我)是 Rumpf 模型。① 山姆解释它如何对碱金属起作用。但是，氢的情形不同；人们在那儿利用索末菲精细结构理论(见(10.2)式)，它工作得非常好。塞曼效应对于氢而言不存在任何问题，像是正常塞曼效应(见前面的章节)。因此氢看来似乎没有任何问题，然而乔治(指乌伦贝克)还是不高兴。(“他什么都不知道，他问一些我从未问过的问题。”[41])如果说碱金属和氢是那么地相像，为什么要用两个不同的模型？为什么不在氢上也试一试 Rumpf 模型的半整数量子数？这就导致他们合写了第一篇论文，[45]这篇论文在第 10 章第 3 部分中讨论过。在文章中我们看到，他们如何第一次为氢引入半整数量子数，他们的工作如何产生一个附带的好处：解释了氦离子(He^+)中 4686Å 精细结构，这是对索末

277

① Rumpf 模型即原子矢量模型。——译注

非图象的一处改进。

高斯密特记叙了下一步发生的事："幸运的是，[自旋]概念正是在我们饱览了原子光谱结构的详尽材料，在我们理解了相对论性双线的含义，并且刚刚在我们得到了氢原子的正确解释之后提出的。"[42] 山姆的下一个课题之一是讨论不相容原理，包括他自己的贡献：第四个量子数的 $m_R=\pm 1/2$。乔治写道："正是在那个时候我想起，因为（正如我学过的）每个量子数对应于一个自由度，第四个量子数必然意味着电子有一个额外的自由度——换言之，电子必定有自转！"[44] 一切都各得其所。电子有一个自旋 s：

$$s=\frac{1}{2} \qquad (\text{以 } h/2\pi \text{ 为单位}) \tag{13.14}$$

山姆的 m_R 与磁量子数有关，从那以后称做 m_s。兰德的关系式(13.12)应被重新解释为：

$$\text{对于电子}: g=2 \tag{13.15}$$

山姆问，能否给这个 g 值一个物理意义。[44] 按照埃伦费斯特的一个暗示，乔治在一篇亚伯拉罕[46] 的旧文章中发现，一个电子如被视为只具有表面电荷的刚性球体，就有 $g=2$。所有这些都在一篇短文中[47] 作了详细描述，文章包括了亚伯拉罕的模型，但附有一个警告：如果那模型是对 $g=2$ 的解释，那么电子周边的旋转速度应该比光速大得多。① 显然，从自旋发现的实质来看，它是经典的和旧量子理论的。

他们合作的短文以乌伦贝克作为第一作者、高斯密特作为第二作者发表了。（乔治告诉我）埃伦费斯特认为这个排名次序可以避免乔治只不过是山姆的学生的印象；而山姆本人愿意这样是因为是乔治首先想到自旋的。

这篇短文写于 1925 年 10 月 17 日。正好一天前埃伦费斯特写信给洛伦兹[48]，希望他有机会"对乌伦贝克的一个有关光谱的非常聪明的想法作出判断和给以指点"。不久以后当乔治去看他时，洛伦兹

278

① 这来自 $m_0vr=h/4\pi$，其中 r 等于经典电子半径 e^2/m_0c^2。

先是聚精会神地倾听，然后提出一个不同的看法。自旋电子应该有一项磁能约为 μ^2/r^3，其中 $\mu=eh/4\pi m_0c$ 是它的磁矩，r 是它的半径。让这项能量等于 m_0c^2，r 就将大约是 10^{-12} cm，这个数值太大，不合情理。① (这个论证中不充分的地方，几年后由正电子理论作了揭示。)乔治心烦意乱，他到埃伦费斯特那里，建议撤回那篇文章。埃伦费斯特回答，他已经把他们的短文送走了，之后又加了一句：文章的作者十分年青，说些蠢话没什么关系。[44] 过了一阵子洛伦兹交给乌伦贝克一扎稿纸，计算了围绕原子核转动的自旋电子，这个工作将成为这位经典电子论大师最后的作品[50]，它被提交给 1927 年 9 月的科摩会议。

在乔治和山姆的短文出现后不久，高斯密特收到一封海森伯[51]的来信，祝贺他那篇"勇敢的短文"，并询问"你是怎样摆脱那个因子 2 的呢？"它出现在氢的精细结构分裂公式中，就像是用半经典处理自旋进动的方法推导出来的一样。这二位年青的莱顿人甚至没有想到计算这个分裂。经过一些努力，他们发现海森伯是对的；精细结构由于一个因子 2 而显得太大。② 在 1925 年 12 月玻尔去莱顿出席庆祝洛伦兹获得博士学位 50 周年纪念会时，这个谜还没有解开。1946 年的一个晚上，时间已经很晚，玻尔在他的卡尔斯伯的家中，告诉了我那次旅行中的故事。

玻尔乘到莱顿去的火车，在汉堡停留了一会，泡利和斯特恩来到火车站请教他关于自旋的看法。玻尔肯定说过那是非常非常的有趣(这是他认为某些事情是错误的时候最喜欢用的一种表达方式)，但他无法理解，在原子核的电场中运动的电子，如何能够感受到产生精细结构所必要的磁场。(正如乌伦贝克以后所说："回想起来，我不得

---

① 拉赛提(F. R. D. Rasetti)和费米提出了本质上相同的异议，他们惊叹道：一个原子的核怎么能包含这许多如此大小的电子。[49] 见下一章。

② 参考文献 52 中包含了这个计算，在高斯密特和乌伦贝克[53] 1926 年 8 月的一篇评论文章中也有。

不说，山姆和我由于过度兴奋而不曾真正意识到[这个]基本的困难。”[44])玻尔一到莱顿，就在火车站见到埃伦费斯特和爱因斯坦。他们俩也问他，关于自旋他是怎么想的。玻尔准是又说，那非常非常之有趣，但是磁场又是怎么一回事？埃伦费斯特回答，爱因斯坦已解决了这问题。电子在静止的参照系中感受到一种旋转的电场；因此由狭义相对论它也会感受到一个磁场。净结果是一种有效的自旋一轨道耦合。玻尔立刻信服了。当提到因子 2 时，他表示深信，这个问题 279 会得到一个自然的解决。他催促山姆和乔治写一篇论述他们的工作的更详尽的短文。他们写了；玻尔还加上了一条赞许的评语。[54]

在莱顿之后，玻尔去了哥廷根。在那儿他在火车站见到了海森伯和约旦，他们问他对自旋有什么想法。玻尔回答道，这是一个巨大的进展，并解释了自旋一轨道耦合。海森伯说，他以前曾听到过这种议论，但是记不得是谁在什么时候说的。(我不久将回到这一点。)在玻尔回家的路上，火车在柏林停留，他在火车站遇到泡利，泡利从汉堡旅行到这儿的唯一目的是请教玻尔，他现在对自旋有什么想法，玻尔说这是一个巨大的进展，泡利针锋相对地说：“一种新的哥本哈根邪说”。玻尔回家以后，便写信给埃伦费斯特，说他已成为“一位电子磁体福音的预言者”。[55]

我用几个零散的评述来结束自旋的故事。

(1)1926 年 2 月，那个被暂时忽略的因子 2 最终由托马斯(L. H. Thomas)[56]解决，因此一直被称为托马斯因子。托马斯注意到，电子自旋进动的早期计算一直是在电子的静止参照系中进行的，并未考虑电子轨道围绕它的法线方向的进动。考虑了这种相对论效应以后，电子的角速度(从原子核的角度来看)正好按因子 1/2 减少了。爱因斯坦为之感到意外。[57]泡利改变了看法。[58]

(2)相关的先驱者。1900 年，菲茨杰拉德就已提出铁磁性是否由电子绕自己的轴旋转所形成的问题。[59]1921 年，康普顿有相似的想法：“正是围绕它自己的轴旋转的电子对铁磁性负责……像小陀螺仪

一样旋转着的电子本身或许就是最根本的磁粒子。”[60]同样的建议在1922年也由克纳德(E. H. Kennard)[61]提出过,他作的一个计算与亚伯拉罕[46]的一致(他没有觉察到),指出一个电子可以有 $g=2$。在所有这些例子里,电子被描绘成有限大小的旋转刚体,康普顿还用到量子化的角动量。

(3)在1924年8月(在第四个量子数和不相容原理之前)泡利提出[62]一个超精细结构的解释:“原子核一般来说具有一个非零角动量……在将来,人们或许能希望[从这个假设]得到关于核结构的一些东西。”我曾听人说,这就是自旋的第一个猜想。在我对泡利的这篇漂亮的论文表示高度赞赏的同时,我不能同意这种说法。①

(4)高斯密特和乌伦贝克不曾知道,自旋的概念曾在1925年1月被克朗尼格想到;在一次访问蒂宾根时,克朗尼格从兰德那儿听到不相容原理。按照克朗尼格的说法,这使他立即想到自旋。“当天下午……我成功地用它推导出所谓的相对论双线公式”——他发现他的结果差一个上面提到过的因子2。不久泡利也到了蒂宾根,克朗尼格向他讲述了自己的想法,泡利表示怀疑。在克朗尼格接着访问哥本哈根并向海森伯和克拉默斯谈起这件事时,他们两人也表示怀疑。[57]结果克朗尼格没有发表他的想法。② 玻尔在哥廷根时与克朗尼格的讨论,海森伯忘了。对这些事情乌伦贝克曾评论道:“无疑,克朗尼格肯定在我们之前考虑过我们想法的主要部分。”想必也是由于这个插曲,自旋的发现就一直没有被授予诺贝尔奖。 280

是服从权威还是走自己的路,将影响一个人的命运,这种事情以前发生过,今后还会发生。未发表的材料是否应获得优先权而引起

---

① 后来泡利自己谈到(1946年)这篇论文:“1924年,在电子自旋发现之前,我提议利用核自旋的假设……,这影响了高斯密特和乌伦贝克声明电子自旋的存在”[63]在我看来,泡利运用核自旋这一术语,不过是把先前的语言改成后来的用法的一个例子。至于对电子自旋发现的影响,高斯密特写道[64](1961年):“我们直到5年以后才知道这篇论文。”这个问题的更详细的讨论,见参考文献65。对于质子自旋的发现,见下一节。

② 我将在下一章谈到1926年4月由克朗尼格提出的关于自旋的一个不同意见。

的争论，以前有过，今后也还会有。应该补充的是，在自旋的情况中，其他人也有未发表的思想：尤里(H. Urey)关于电子的文章，[68]玻色(在1924年)关于光子的文章(见下一节)。我自己信念是：在最后的分析中，只有那些发表了的记录才有决定意义。

(5)1927年7月7日，乔治和山姆都在莱顿得到他们的哲学博士学位。此后一个月，他们和妻子启航去美国。9月，他们在安阿伯的密执安大学开始了他们作为物理学讲师的学术生涯。

(d)量子统计

当量子效应的作用显著时，经典统计力学的计算过程需要修正。这种观点在老量子论时就已经有了。1900年在普朗克试图证明他对黑体辐射定律的成功猜想时，只用了一种统计推理就做到了，他知道这种统计推理与经典物理学的玻耳兹曼统计有所不同。[69]重大实验迹象早就指出经典方法与实验有出入，例如固体比热偏离于经典能量均分定律的预言，早在[70]19世纪70年代就发现了。

自从1926年以来，我们知道在量子力学中人们需要的不是一种，而是两种计数方法，即玻色一爱因斯坦(BE)统计和费米一狄拉克(FD)统计；而多粒子波函数的置换对称是证明这一点的关键。玻色关于光子的新统计的发现以及爱因斯坦把它推广到物质气体——包括BE凝聚现象——的工作，在人们听说薛定谔波函数之前很久就已经完成了。情况怎么会是这样的呢？该如何区分哪一种量子统计适应于哪一种粒子系统呢？

281

让我们先回顾玻耳兹曼是如何计数的。考虑N个全同的(无结构)无相互作用的粒子，它们单个的能量只能呈现分立值$\varepsilon_1,\varepsilon_2,\cdots\cdots$对这种经典理想气体的模型来说，我们有：

$$N=\sum_i n_i \qquad E=\sum_i \varepsilon_i n_i \tag{13.16}$$

其中n_i是具有能量ε_i的粒子数，E是总能量。我们要找到粒子能配

分到能量 ϵ_i 的数目 w。因为粒子相互不作用，所以五个具有能量 ϵ_4 的粒子的存在并不影响第六个粒子也取能量 ϵ_4 的几率；粒子在统计上是相互独立的。尽管它们是全同的，人们可以想到（玻耳兹曼认为[71]）在一给定时间用它们单个的位置坐标来作标记，然后跟踪每一个这样标记好的粒子。于是粒子是可区分的，w 的答案是

$$w=\frac{N!}{n_1!\ n_2!\ \cdots} \tag{13.17}$$

微观态的数目 w 是配分($n_1,n_2,\cdots\cdots$)的几率，这一几率要满足归一化因子。在考虑现在叫做细粒几率的玻耳兹曼的 w 的同时，我们必须考虑后来由吉布斯[72]引进的粗粒几率 W。它定义如下：把单粒子相空间分割成许多相格，使一个粒子在第 A 个相格中有一平均能量 E_A。令 N_A 为在 A 相格中的粒子数：

$$N=\sum_A N_A \tag{13.18}$$

$$E=\sum_A E_A N_A \tag{13.19}$$

进一步令在 A 相格中有 g_A 个能级（ϵ_i 型的）。那么根据(13.17)式得到 N 粒子态的 W 数目由下式给出①

$$W=\prod_A \frac{g_A^{N_A}}{N_A!} \quad \text{（玻耳兹曼）} \tag{13.20}$$

根据一个标准的理论[73]，平衡态的熵 S 由下式给出

$$S=k\ln W_{\max} \tag{13.21}$$

其中 k 是玻耳兹曼常数，$W_{\max}$ 是 W 的极大值，它服从于约束条件 282

$$\delta N=\sum \delta N_A=0 \tag{13.22}$$

$$\delta E=\sum E_A\delta N_A=0 \tag{13.23}$$

利用方程式(13.20～23)以及

$$\frac{\partial S}{\partial E}=\frac{1}{T} \tag{13.24}$$

人们推导出麦克斯韦一玻耳兹曼分布。

---

① (13.20)式以及(13.25)、(13.26)式的推导可见参考文献 73。

让我们改变游戏规则。维持每个相格的 g_A 能级以及(13.18,19,21～24)式不变，而放弃玻耳兹曼的粒子的可区分性——推导(13.17)式的关键。事实上是全然放弃 w 和 W 之间较早的联系，而采取以下的计数规则：

(1)粒子是不可区分的。于是代替(13.20)式[73]的是

$$W=\prod_A \frac{(N_A+g_A-1)!}{N_A!\ (g_A-1)!} \quad \text{(BE)}, \tag{13.25}$$

或者是

(2)在每个相格中的粒子数是 0 或 1。那么[73]

$$W=\prod_A \frac{g_A!}{N_A!\ (g_A-N_A)!} \quad \text{(FD)} \tag{13.26}$$

(13.25,26)式各自对应于 BE 和 FD 统计。它们所有的热力学结论都出自这两个表达式中的某一个与(13.21,24)的结合。特别是，N_A 平衡值$\overline{N}_A$由下式给出[73]

$$\overline{N}_A=g_A(z^{-1}e^{\beta E_A}+\lambda)^{-1},\beta=\frac{1}{kT} \tag{13.27}$$

其中 z 是易逸度(fugacity)，而

$$\lambda=\begin{cases}-1 & \text{BE}\\ \ \ 0 & \text{玻耳兹曼}\\ +1 & \text{FD}\end{cases} \tag{13.28}$$

我们利用特定的新的计数规则得到了新的统计。没有涉及波函数的对称性；事实上，甚至连普朗克常数也没有出现。$\overline{N}_A$只是在我们规定了 E_A 之后才归结为依赖于 h。这个推导也许不那么适合于教学，但是它便于理解创建者的推理。让我们按出现时间顺序来看看他们做了些什么。

283 来自克拉科夫的纳坦森(L. Natanson)第一个说[74]，为了得到普朗克定律必须放弃可区分性："能量单位[即光量子]不能被看成是可辨别的。"

玻色的普朗克定律推导(1924 年 7 月)是一篇含混的杰作。[75]他

的推理是正确的，但正如有一次他自己所说的，他当时想不出它新在什么地方。我曾在某处解释过玻色如何把玻耳兹曼统计用于充填着可变粒子数的相格，而不是用于粒子，因此在这儿将不再重复。[76]在他的著作中没有出现(13.25)式。

在把(13.27)式($\lambda=-1$)用于光子时，人们必须小心。首先看$z=1$的情况。这个限制是光子数不守恒这个事实的结果，因此人们必须放弃(13.22)式。玻色没有明确地提到不守恒(爱因斯坦也没有)；我认为，这是由否勒在1926年11月首先提到的。[77]第二，由于光子有两个螺旋态，就必须在(13.27)式的右边乘一个因子2。但是在1924年，那时还没有自旋或螺旋性(helicity)呢！玻色确实引进了因子2，不为别的，只是因为"看来要求"这样做。很久以后，他告诉一位来访者[78]他在1924年关于这方面的思考："他[玻色]曾建议说这个因子的来源是这样的：光子带有一个单位的角动量，它只能取两个方向。'但爱因斯坦对此不满意'，他苦笑着说。'这位老先生把这部分从文章中去掉了①并且写信给我说，在那时引入这样一个概念是不必要的。他认为把它说成来自光的偏振的两个状态就够了。但是在那些日子里，你知道，粒子的偏振是讲不通的，'他以一种逗乐和茫然的神态说道。我很吃惊，于是问他为什么当自旋被发现后，他没有立刻给爱因斯坦写信声明自己的优先权。'爱因斯坦肯定会站在你一边'，我规劝道。'是谁第一个提出又有什么关系呢？它已经被发现了，不是吗？'他得意洋洋地说。这就是玻色。"

也是在1924年7月，爱因斯坦[79]把玻色的方法用到一种粒子质量为m的单原子(非相对论性的)理想气体上，并发现在范围(ρ是气体密度)

$$\rho\left(\frac{h^2}{mkT}\right)^{3/2}\ll 1 \qquad (13.29)$$

① 玻色曾把他论文的一个英文版本寄给爱因斯坦，爱因斯坦把它翻译后转交《物理学杂志》。[76]

中与经典理想气体定律有偏离。

在这篇论文的续篇里[80]，他第一个写出(13.25)式。文中，他提到了埃伦费斯特提出的异议："量子和分子没有处理成统计上不相关的"。爱因斯坦表示同意并评论道：这些新的计数方法"间接地表达了某种假说，即认为各个分子以一种十分神秘的方式相互影响着"。当然，这种影响是对称性波函数的限制所暗含的粒子间的关联——但请回想一下，一年以后波动力学才被发现。

284

那篇论文也包含 BE 凝聚的发现，这是一种在那时尚没有应用的效应。HeI-HeII 相的跃迁只是在 1928 年才被发现[81]；把它解释为一种 BE 凝聚，则是又一个十年之后。[82]

费米第一篇论述新统计(1926 年 2 月)的论文[83]——在海森伯和薛定谔的发现以后才提出——仍然保持旧量子论的风格。他引入[①]泡利原理作为"对索末菲量子化条件的一个附加规则"。在他的论文中没有自旋，所以他采用不相容原理的一种三个量子数的方案：两个气体分子不能有相同的平移速度。尽管很简陋，但它是不相容原理对系统而不是对原子能级的第一次应用。在这篇论文的续篇里[84]，费米第一个写出(13.26)式，从这个式子以及(13.21～24)式，他在(13.29)式成立的区域中推导出状态方程。有了费米的两篇论文，量子统计的非量子力学阶段——只需要计数的日子——便结束了。

第一个在 N 个粒子波函数对称性和统计之间的关系上作尝试的是海森伯(1926 年 6 月)。在本章最开头提到的那篇论文[2] 中，他指出：整个反对称条件"相应于统计权重从 $N!$ [见(13.17)式分母中的因子]缩减到玻色－爱因斯坦计数的 1。这里给出的程式……从 $n!$ 个解中选取了一个非常确定的系统，也就是符合泡利禁令[不相容原理]的那一个……泡利的禁令与爱因斯坦的计数有相同的起

① 他的动机必定与气体热力学第三定律有关，爱因斯坦当时对这个课题非常感兴趣。他利用了一个聪明的模型，粒子独立地在一个谐振子势中运动。这样就容易对态清晰地标号和计算。

源……并且与量子力学不矛盾。"把 BE 计数与不相容原理相等同当然是不正确的，但是海森伯提出一个重要的论点：在所有可能的 $N!$ 的函数中限制一个反对称的波函数是与量子力学相符合的。只要哈密顿函数在粒子变量中总的来讲是对称的，反对称的特性便是一个运动积分。

这件事是由狄拉克（1926 年 8 月）澄清的："当应用于光量子时，对称的本征函数解必定是一个正确的解，因为大家知道，爱因斯坦—玻色统计力学导致普朗克黑体辐射定律。反对称化本征函数的解是……原子中电子的正确的解。"[85]

狄拉克因而发现了微观状态数目的玻耳兹曼公式(13.17)的量子类比： 285

$$w=1 \quad \text{对于 BE 和 FD} \tag{13.30}$$

分别对应于单个对称和反对称状态的限制。狄拉克重新建立了细粒和粗粒计数之间的联系，他独立[85]推导的(13.26)式就是一个例子。

这样，到 1926 年 8 月，光子和电子已经被放在统计位置上。那么其他粒子又怎么样呢？

爱因斯坦（1925 年 1 月）提议将 BE 状态方程应用到电子和氦上。[80]

费米（1926 年 3 月）没有刻意要做什么，但还是利用氦说明了 FD 状态方程。[84]

狄拉克（1926 年 8 月）："反对称本征函数的解……或许对于气体分子是一个正确的解，因为大家知道，它是在原子中的电子的正确解，而且人们会期望分子比起光量子要更加像电子。"[86]

泡利（1926 年 12 月）跟随狄拉克："我们希望采取狄拉克所提出的见解……"[87]

洪德(F. Hund)（1927 年 2 月）在分析处于低温的氢分子的比热后得出结论：一种理想的质子气体或许会满足 BE 统计。[88]除了将 BE 统计应用到氦，以上所有这些提议都是错误的。

丹尼森(D. M. Dennison)（1927 年 6 月）假设（与洪德相反），氢

的正一仲跃迁的时间要比用于观察比热的时间长，因此，在低温中的分子氢事实上是两种不同气体的混合，这样他就发现[89]他能解释所有数据"如果原子核[也就是质子]自旋与电子的自旋相同，那么薛定谔波函数只可能有完全反对称的解"。

维格纳(1928 年 10 月)证明了一个定理。[90]考虑一个含有 N 个粒子的系统(分子，或原子核)，每个粒子满足 FD 统计。那么，如果 N 是偶数(奇数)的话，这种系统的气体就遵循 BE(FD)统计。①

查德威克(1930 年 4 月)分析了他有关粒子在氦中的散射的数据，BE 效应也考虑在内。[92]

这样，一步一步地(它们不全是正确的)，量子统计在早期逐步演进。这里我要结束我对这个课题的关注，自旋和统计之间的联系我将留给第 20 章。

286 **(e)狄拉克方程**

> "人们发现，这个方程给予粒子一个半个量子的自旋，也给出一个磁矩。它所给的正是人们要求电子所具有的特性。对我来说这正是一个未曾料到的额外奖赏，完全未曾料到。"
>
> P. A. M. 狄拉克[93]

1. 年轻的狄拉克。1902 年，文学界目睹了左拉(E. Zola)去世，斯坦贝克(J. Steinbeck)的诞生和《巴斯克维尔家族的猎犬》、《不道德的人》、《三姐妹》和《宗教经验种种》的初版问世。莫奈(C. Monet)画了《滑铁卢桥》，埃尔加(Sir E. Elgar)创作了《排场》，卡鲁索(E. Caruso)制作了他第一张录音唱片，爱尔兰海峡第一次被气球穿越。在科学的世界里，赫维赛(O. Heaviside)提出了赫维赛层假说，卢瑟

① 这个结果后来又由埃伦费斯特和奥本海默重新发现。[91]

福和索迪发表了他们的放射性元素嬗变理论，爱因斯坦作为一名办事员开始在伯尔尼的专利局工作，而在 8 月 8 日，狄拉克在英国布里斯托尔诞生。他是原籍瑞士瓦莱州蒙赛的査尔斯·狄拉克和弗罗伦斯·霍耳坦(F. H. Holten)的孩子。狄拉克有一个哥哥，后来自杀身亡，还有一个妹妹。关于他的父亲，狄拉克回忆道："我的父亲定下了这样的规矩，我只能用法语与他谈话，他认为用这种方式有助于我学习法语。我发现我不能用法语表达自己，所以对我来讲，保持沉默比用英文交谈更好。因此，我变得非常沉默——从很小的时候就开始了"。①

狄拉克在布里斯托尔的商业贸易学校接受中等教育，他父亲在该校教法语。"我父亲常鼓励我钻研数学……他不认为社会交际有什么必要。结果是，我不向任何人讲话，除非别人先对我说。我性格非常地内向，以思考自然界的问题打发时光。"[94] 在狄拉克的整个一生中，他保持着一种尽可能少的、精确的和极为雅致的讲话和写作的风格。例如，他对小说《罪与罚》的评论："它不错。但作者在某一章中犯了一个错误。他描写太阳在同一天里升起了两次"。[96]

狄拉克 16 岁读完高中，然后进入布里斯托尔大学，1921 年他在那儿毕业并取得工程学位后，又继续学习纯数学和应用数学，一直到 1923 年秋转到剑桥为止。9 年之后，他在剑桥接替拉莫尔成为曾由牛顿担任过的卢卡斯讲座的数学教授。② 是否勒在剑桥把狄拉克引向旧量子论，也正是从他那儿，狄拉克第一次知道了卢瑟福、玻尔和索末菲的原子。 287

狄拉克第一次遇见玻尔是在 1925 年 5 月。当时玻尔在剑桥作报告，讲的是关于量子论的基本问题和困难。对于那次报告，狄拉克后来说："人们对玻尔所说的话完全入迷了……我也被深深打动，但

① 这一描述是在狄拉克与库恩的谈话中发现的，[94] 在这里可以找到狄拉克的大量回忆和主张。也见参考文献 95。

② 有关狄拉克剑桥生涯的记叙，见参考文献 97。

他的论述主要是定性的，我不能真正确认在它们背后的事实。我所想要的是能够用方程表达的陈述，而玻尔的工作很少提供这种陈述。我实在不能确定我以后的工作有多少是受玻尔这些演讲的影响……他当然没有一种直接的影响，因为他没有激励人们去思考新方程”。[98]

几个月以后，海森伯的第一篇关于量子力学的论文出台了。① “我在9月获悉海森伯的这个理论，开始我并不欣赏它。两个星期过去了，我突然认识到非对易性实质上是海森伯所引进的最重要的概念”。[93]其结果是狄拉克发表了论量子力学的第一篇文章，[99]它包含了玻恩和约旦稍早些时候得到的关系式 $pq-qp=h/2\pi i$。两篇文章的作者都不知道彼此的结果。玻恩曾描述他在收到狄拉克论文时的反应。“这是——我清楚记得——我科学生涯中最大的惊奇之一。狄拉克这个名字我完全不知道，这位作者似乎是个年轻人，但在处理问题的方式上，一切都十全十美，令人钦佩。”[100]

在那些日子里，狄拉克发明了几种我们现在还在使用的记号：q 数，其中“q 代表量子，或者也许是古怪”（q stands for quautum or maybe queer），c 数，“c 代表经典，或者也许是对易（c stands for classical or maybe commuting）”。[98]他曾描述他在那几年中的工作习惯：“在一周内拼命地思考那些难题，而在星期天放松自己，一个人到乡村去散步”。[98]

1926年5月，狄拉克获得了哲学博士学位。论文题目是《量子力学》。同时，薛定谔论波动力学的论文也发表了，狄拉克对它们的反应先是敌意，尔后是热情。他很快把这一理论应用到有许多全同粒子的系统上[85]（见前节）。请小心，在这篇论文中，引入的常数 h“是 $(2\pi)^{-1}$ 乘以通常的普朗克常数”。这个量经常为狄拉克所采用，现在熟悉的符号是 $\hbar$：

① 这个以及其他一些日期，读者愿意的话可以去查阅12章(c)节中的年表。

$$\hbar=\frac{h}{2\pi} \tag{13.31}$$

其中 h 仍然是通常的普朗克常数。

狄拉克 9 月去了哥本哈根。“我非常钦佩玻尔。我们一起长谈，谈话实际上都是玻尔在讲。”[98] 正是在那儿狄拉克创立了量子力学的正则变换理论，尔后就称之为变换理论。[101]“我以为那是我一生所做的工作中最令我满意的一件……变换理论成为我的宠儿。”[93] 在哥本哈根，他还完成了关于量子电动力学的第一篇论文，[102] 我在 15 章中再回头叙述这项工作。

288

1927 年 2 月，狄拉克离开丹麦，接着在哥廷根逗留了一段时间。从那儿他再去莱顿，并在布鲁塞尔（10 月）出席索尔维会议，（他在那儿第一次遇见了爱因斯坦），然后结束了他的旅行。从我与狄拉克的多次讨论中我知道他钦佩爱因斯坦。尊敬是相互的（“……以我之见，我们应该把[量子力学]逻辑上最完美的描述归功于狄拉克”[103]）。然而这两个人之间的接触相当之少。我不以为这是由于爱因斯坦对量子力学的批判态度（这种态度第一次表露在 1927 年的索尔维会议上）。事实上，随着时间的流逝，狄拉克本人逐渐不仅对量子场论，而且对通常量子力学都持保留态度，尽管对后者的保留不算太强烈。[104] 我还认为，谋求担当领袖人物，并非是狄拉克的个性。

狄拉克曾回忆起在 1927 年索尔维会议上与玻尔的一次谈话。玻尔：“你现在在忙些什么呢？”狄拉克：“我正尝试得到一种电子的相对论理论。”玻尔：“但是克莱因已经解决了那个问题。”

狄拉克不同意。

2. 没有自旋的相对论；标量波动方程。 让我们看看在那次索尔维会议之前，关于相对论性波动方程人们都知道些什么。

在薛定谔第一篇论波动力学（1926 年 2 月）的文章中，我们发现他已试图为他的理论采取一个相对论的起点。他肯定已写下了波动方程

$$(\Box-\frac{m^2c^2}{\hbar^2})\psi=0, \tag{13.32}$$

$$\Box=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \tag{13.33}$$

当时已经引进电磁相互作用，也已计算了氢光谱(正如他在第一篇论文中确实已为(12.15)式所做的那样)。这一工作得出了巴尔末公式，但没有得到正确的精细结构：氢的 D 双线由于有一个因子 8/3，所以太宽了。

中断一下，忠告读者。这时读者或许愿意在手边有一本简明扼289要的关于量子力学的书(像希夫(L. I. Schiff)[106]写的那一本)，在这里仅仅陈述结果，而在这节的其余部分作详细的推导。中断到此为止。

在 1926 年的 4 月到 9 月之间，至少有 6 位作者独立地叙述过(13.32)式那样，[107]其中有薛定谔和克莱因。因而我将只涉及它的技术名称：标量波动方程。

从(13.32)式和它的共轭式，人们推导出一个连续性方程(12.16)。$\vec{j}$ 再次由(12.18)式给出，但是现在

$$\rho=\frac{i\hbar}{2mc^2}(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial t}-\frac{\partial\psi^*}{\partial t}\psi) \tag{13.34}$$

这个新 ρ，不像它的非相对论形式(12.17)式那样，当然不能被解释为几率密度，因为它不是正定的(positive definite)。

这就是为什么狄拉克不同意玻尔的原因。

一个正定的 ρ 是变换理论的中心。“变换理论业已成为我的宠儿。我没有兴趣去考虑任何不适合我的宠儿的理论。”[93]狄拉克在那时相信，正定的 ρ 暗示着波动方程在 $\partial/\partial t$ 后必须是线性的。“在 $\partial/\partial t$ 后是线性的对我绝对重要，我根本不可能放弃变换理论。”[93]因此，由于没有考虑到自旋，狄拉克开始去寻找一个供替换的相对论性波动方程。在 16 章我将回到标量方程，标量方程不像狄拉克在 1927 年时所想的那么坏。

3. 没有相对论的自旋;泡利矩阵。在转向狄拉克方程之前我必须引人泡利矩阵。

1927 年 2 月,达尔文建议"电子可以理解为像光那样有两个分量的波动,而不像声那样只有一个分量"。[108]两分量的思想是合理的,而与光的比较则不合理。5 月份,正确的形式由泡利给出。[109]人们必须"在一个固定方向引进电子的本征角动量[就是自旋]作为一个新的变量"。他认为,因为自旋只能有两个值,我们就必须用一个由 2×2 矩阵来描述的矢量 $\vec{s}$,来实现角动量对易关系(12.14)。他的结果是:

$$\vec{s}=\frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma} \tag{13.35}$$

其中 $\vec{\sigma}$ 的分量,即泡利矩阵,是

$$\sigma_1=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix},\quad \sigma_2=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix},\quad \sigma_3=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix} \tag{13.36}$$

因此在"定向"(fixed direction)3:

$$s_3\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}\psi_1\\ -\psi_2\end{pmatrix} \tag{13.37}$$

于是,ψ_1,ψ_2 是各自相应于本征值 $\hbar/2$、$-\hbar/2$ 的自旋本征函数。$\vec{s}$ 的三个分量——(12.14)式的一种特定实现——满足特定的附加关系: 290

$$\sigma_i\sigma_j+\sigma_j\sigma_i=2\delta_{ij}$$
$$\delta_{ij}=1(i=j),0(i\neq j) \tag{13.38}$$

约旦向泡利指出这些关系,并且提醒他注意这些矩阵和四元数之间的联系。[110]狄拉克后来评论道:"我相信我独立于泡利得到这些[矩阵],也可能是泡利独立于我得到了它们。"[98]

两分量波函数满足一般形式的薛定谔方程,

$$\sum_\beta H_{\alpha\beta}\psi_\beta=i\hbar\frac{\partial\psi_\alpha}{\partial t}(\alpha,\beta=1,2)\quad 或\quad H\psi=i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{13.39}$$

在它的第二种形式中——即通常使用的一种——要理解成,H 是一

个 2×2 的矩阵，ψ 是 1×2 的矩阵。我不仔细讨论泡利的 H。只需说明，它包含有一个自旋－轨道耦合——看成一项微扰——配上一个人工（“没有新的正当理由”）引入的系数，以适应相对论性的托马斯因子。正如泡利所强调的，他的理论是非相对论性的，因而是“临时的和近似的”。然而，比起高斯密特－乌伦贝克的模型，以及它的旋转带电小球这种经典的仿效，这是一个多么大的进展啊！泡利的工作是朝向两年前他所称的“经典上不可描述的二值性”迈出的第一步。

4. 方程。相对论电子波动方程可以列入 20 世纪科学的最高成就之一。狄拉克有关此课题的两篇论文[111,112]早在 1928 年就问世了，其中第二篇是在洛伦兹去世前两天提出的。

“我的许多工作正是玩弄方程，并看它们给出些什么”，狄拉克说。[113]引导他达到目的的游戏是他的观察：

$$(\vec{\sigma}\vec{p})^2=\vec{p}^2\cdot 1$$

（其中 1 是 2×2 的单位矩阵）。“那是个漂亮的数学结果。我为此非常激动。看起来它必定有些重要的东西。”[98]如何把它推广到四个而不是三个平方的和，并由此得出

$$p_1^2+p_2^2+p_3^2+p_4^2=-m^2c^2,\quad p_4=\frac{iE}{c}?$$

“这让我思考了好一阵子……之后我突然认识到不需要把量 σ……固定在刚好二行二列上，为什么不想到四行四列呢？”[98]这样就诞生

291 了狄拉克方程[114]

$$\sum_\beta\left[\sum_\mu(\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x^\mu}+\frac{mc}{\hbar}\delta_{\alpha\beta}\right]\psi_\beta=0$$

$$x^\mu=\vec{x},ict \tag{13.40}$$

现在通常缩写为

$$\left[\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial x^\mu}+\frac{mc}{\hbar}\right]\psi=0 \tag{13.41}$$

正如其作者强烈期望的那样，在 $\partial/\partial t$ 后它是线性的。

其余部分是标准教科书的内容。[106]每个 ψ_α 满足方程(13.32)，常数$(\gamma_\mu)_{\alpha\beta}$满足

$$\gamma_\mu\gamma_\nu+\gamma_\nu\gamma_\mu=2\delta_{\mu\nu}\cdot 1 \qquad (13.42)$$

连续性方程(12.16)变成协变的形式，

$$\frac{\partial j_\mu}{\partial x^\mu}=0, \qquad j_\mu=i\bar{\psi}\gamma_\mu\psi \qquad (13.43)$$

其中

$$\bar{\psi}=\psi^\dagger\gamma_4, \qquad \text{i. e. } \overline{\psi_\alpha}=\psi_\beta^\dagger(\gamma_4)_{\beta\alpha} \qquad (13.44)$$

是一个一行矩阵($\psi^\dagger$ 是 ψ 的厄米共轭)。特别是

$$j_4=i\rho, \qquad \rho=\psi^\dagger\psi=\psi_\alpha^*\psi_\alpha \qquad (13.45)$$

狄拉克发现了正定几率密度。

狄拉克得到的一些其他的结果是：

(1)证明了在一个中心势中

$$\vec{J}=\vec{x}\times\vec{p}+\frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma} \qquad (13.46)$$

是一个运动常数：自旋是理论的一个自动的结果。①

(2)证明了(13.40)式的相对论性不变性。

(3)对于本征值 $E\ll mc^2$，重新得到了薛定谔一般理论的结果。

(4)存在由一个四矢量势 A_μ 来描述的有外部电磁场的方程：

$$\left[\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu}-\frac{ie}{\hbar c}A_\mu\right)+\frac{mc}{\hbar}\right]\psi=0 \qquad (13.47)$$

一种外部库仑场情况的近似处理，自动产生了托马斯因子！关于他的近似方法的使用，狄拉克后来说：“我以为，如果我用一种近似方法得到接近于正确的解，我对此会非常开心，……我想，我害怕进行精确的思考……它将引起结果是否正确的巨大忧虑。”[115]后来在 1928 292

---

① 在(13.46)式中，$\vec{\sigma}$ 可以理解为 $\vec{\sigma}=\begin{pmatrix}\vec{\sigma}_P & 0\\ 0 & \vec{\sigma}_P\end{pmatrix}$，其中 $\vec{\sigma}_P$ 是由(13.36)定义的 2×2 的泡利矩阵，而 0 是 2×2 的零矩阵。

年,人们得到了狄拉克理论中精细结构的精确处理方法。[116]

当时的物理学家立刻认识到收获是多么地巨大。然而一个新的谜产生了:自从泡利的工作以来,一直期待着一个有两分量的 ψ。但是四分量的物理意义是什么呢?我现在将留下这个问题并在第 15 章中再回头讲它,正电子将在那儿出现。

最后再说两点:

(1)数学家很快对这种新理论产生了兴趣。冯·诺伊曼在他 1928 年 3 月的文章中写道:"有四个分量的量不是一个四维矢量,它还从没有在相对论中出现过。"[117]在那篇文章中,他还给出狄拉克理论的五种基本协变式。它们是:①

$$\bar{\psi}O\,\psi,O=1:\text{标量} \tag{13.48}$$

$$O=\gamma_\mu:\text{四矢量} \tag{13.49}$$

$$O=\sigma_{\mu\nu}:\text{张量};\sigma_{\mu\nu}=-\frac{i}{2}[\gamma_\mu,\gamma_\nu] \tag{13.50}$$

$$O=\gamma_5\gamma_\mu:\text{赝四矢量} \tag{13.51}$$

$$O=\gamma_5:\text{赝标量} \tag{13.52}$$

$$\gamma_5=\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 \tag{13.53}$$

(2)用于狄拉克的 ψ_a 的名词"旋量"(spinor)是由埃伦费斯特在一封给范德瓦尔登(Waerden, B. L. van der)的信中[118]首次引入的,在信中他问道是否存在一个与早就熟悉的张量分析相似的旋量分析。范德瓦尔登为回答这个问题写了一篇论文[118],提供了一个系统的回答。[119]②

---

① 我把冯·诺伊曼的记号现代化了,他既不使用词缀"赝",也不用 γ_5 这个名称称呼式的右边。

② 在这里第一次引进了有点的和没有点的符号。

References

1. E. P. Wigner, *Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Ouantenmechanik*, Preface, Vieweg, Braunschweig 1931.
2. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **38**, 411, 1926.
3. Ref. 2, p. 425.
4. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **39**, 499, 1926.
5. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, July 28, 1926; repr. in *W. Pauli, scientific correspondence*, Vol. 1, p. 337, Springer, New York 1979.
6. E. P. Wigner, *Zeitschr. f. Phys.* **40**, 492, 1926.
7. E. P. Wigner, *Zeitschr. f. Phys.* **40**, 883, 1926.
8. A. Pais, *Ann. of Phys.* (N.Y.) **9**, 548, 1960; **22**, 274, 1963.
9. H. Mark and E. P. Wigner, *Zeitschr. f. phys. Chem.* 111, 398, 1924.
10. E. P. Wigner, *Bull. Am. Math. Soc.* **74**, 793, 1968.
11. Cf. E. U. Condon and G. H. Shortley, *The theory of atomic spectra*, p. 11, Macmillan, New York, 1935.
12. H. Weyl, *Gruppentheorie und Quantenmechanik*, Hirzel, Leipzig 1928; in English: *The theory of groups and quantum mechanics*, transl. H. P. Robertson, Dover, New York.
13. H. Weyl, letter to W. Pauli, May 10, 1919, repr. in Ref. 5, p. 3.
14. K. von Meyenn, *Phys. Bl.* **36**, 293, 1980; **37**, 13, 1981; J. L. Heilbron, *Hist. St. Phys. Sc.* **13**, 261, 1983.
15. H. A. Lorentz, *Physica* 1, 228, 1921; Engl. transl. in *H. A. Lorentz, collected papers*, Vol. 7, p. 87, Nyhoff, The Hague 1934.
16. T. van Lohuizen, *Physica* 1, 288, 1921.
17. P. Zeeman, *Researches in magneto-optics*, pp. 191 ff., Macmillan, London 1913.
18. J. Mehra and H. Rechenberg, *The historical development of quantum theory*, Vol. 1, Chapter 4, Springer, New York, 1982.
19. W. Pauli, *Quantentheorie*, p. 147, in *Handbuch d. Phys.*, Vol. 23, Springer, Berlin 1926. Repr. in *Collected papers by W. Pauli*, Eds. R. Kronig and V. Weisskopf, Vol. 1, p. 417, Wiley, New York 1964.
20. S. Goudsmit, *Physica* **5**, 281, 1925.

293

21. Cf. e.g. W. Pauli, *Quantentheorie*, p. 223, footnote (see Ref. 19).

22. F. Paschen and E. Back, *Ann. d. Phys.* 39, 897, 1912.

23. H. E. White, *Introduction to atomic spectra*, p. 168, McGraw-Hill, New York 1934.

24. A. Sommerfeld, *Phys. Zeitschr.* 17, 491, 1916.; P. Debye, ibid., 507.

25. T. van Lohuizen, *Proc. Ak. v. Wet. Amsterdam*, 22, 190, 1919.

26. A. Landé, *Zeitschr. f. Phys.* 5, 231, 1921.

27. Ref. 18, Vol. 2, p. 30.

28. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* 8, 273, 1921.

29. D. Cassidy, *Hist. St. Phys. Sc.* 10, 187, 1979.

30. A. Landé, *Zeitschr. f. Phys.* 15, 189, 1923.

31. W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* 31, 373, 1925.

32. W. Pauli, letter to A. Sommerfeld, December 6, 1924, repr. in Ref. 5, Vol. 1, p. 182.

33. W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* 31, 765, 1925.

34. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 112, 661, 1926.

35. E. C. Stoner, *Phil. Mag.* 48, 719, 1924.

36. S. Goudsmit, *Zeitschr. f. Phys.* 32, 794, 1925.

37. G. E. Uhlenbeck, *Am. J. Phys.* 24, 431, 1956.

38. G. E. Uhlenbeck, *Comm. Dutch Hist. Inst. Rome* 4, 217, 1924.

39. D. Lang, *New Yorker*, November 7 and 14, 1953.

40. S. Goudsmit, *Arch. Néerl. des Sc. ex. et nat.* 6, 116, 1922; summarized in *Naturw.* 9, 995, 1921.

41. S. Goudsmit, *Ned. Tydschr. v. Natuurk.* 37, 386, 1971 (in Dutch). *English*: *Delta* 15, summer 1972, p. 77.

42. S. Goudsmit, *Phys. Bl.* 21, 445, 1965.

43. S. Goudsmit, *Physics Today* 29, June 1976, p. 40.

294 44. G. E. Uhlenbeck, *Physics Today* 29, June 1976, pp. 43, 45.

45. S. Goudsmit and G. E. Uhlenbeck, *Physica* 5, 266, 1925.

46. M. Abraham, *Ann. der Phys.* 10, 105, 1903, Section 11.

47. G. E. Ulenbeck and S. Goudsmit, *Naturw.* 13, 953, 1925.

48. P. Ehrenfest, letter to H. A. Lorentz, October 16, 1925.

49. F. Rasetti and E. Fermi, *Nuovo Cim.* 3, 226, 1926, repr. in *Enrico Fermi, collected works*, Vol. 1, p. 212, Univ. Chicago Press 1962.

50. H. A. Lorentz, *Collected works*, Vol. 7, p. 179, Nyhoff, The Hague 1934.

51. W. Heisenberg, letter to S. Goudsmit, November 21, 1926, repr. in Ref. 41.

52. L. Pauling and S. Goudsmit, *The structure of line spectra*, p. 58, McGraw-Hill, New York 1930.

53. S. Goudsmit and G. E. Uhlenbeck, *Physica* 6, 273, 1926.

54. S. Goudsmit and G. E. Uhlenbeck, *Nature* 117, 264, 1926.

55. N. Bohr, letter to P. Ehrenfest, December 22, 1925.

56. L. H. Thomas, *Nature* 117, 514, 1926; *Phil. Mag.* 3, 1, 1927. Cf. also Y. I. Frenkel, *Nature* 117, 653, 1926; *Zeitschr. f. Phys.* 37, 243, 1926.

57. A. Pais, *Subtle is the Lord*, p. 143, Oxford Univ. Press 1982.

58. W. Pauli, *Scientific correspondence* (Ref. 5), Vol. 1, pp. 296—312.

59. G. F. FitzGerald, *Nature* 62, 564, 1900.

60. A. H. Compton, *J. Franklin Inst.* 192, 145, 1921.

61. E. H. Kennard, *Phys. Rev.* 19, 420, 1922.

62. W. Pauli, *Naturw.* 12, 741, 1924.

63. W. Pauli, Nobel lecture 1946, repr. in *Collected papers* (Ref. 19), Vol. 2, p. 1080.

64. S. Goudsmit, *Physics Today* 18, June 1961, p. 21.

65. L. Belloni, *Am. J. Phys.* 50, 461, 1982.

66. R. Kronig, in *Physics in the twentieth century*, pp. 20—28, Eds. M. Fierz and V. Weisskopf, Interscience, New York 1960.

67. B. L. van der Waerden, ibid., pp. 210—12.

68. F. R. Bichowski and H. C. Urey, *Proc. Nat. Ac. Sci.* 12, 801, 1926.

69. M. Planck, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 2, 237, 1900.

70. Ref. 57, Chapter 20, Section (a).

71. L. Boltzman, *Vorlesungen über die Principe der Mechanik*, Vol. 1, p. 9, Barth, Leipzig 1897. Repr. by Wissenschaftliche Buchges., Darmstadt 1974.

72. Cf. P. and T. Ehrenfest, *Enc. der Math. Wiss.*, Vol. 4, Part 2, Sec. 23, Teubner, Leipzig 1911. In English: *The conceptual foundations of the statistical approach in mechanics*, transl. M. J. Moravcsik, Cornell Univ. Press, Ithaca 1959.

73. K. Huang, *Statistical mechanics*, pp. 192—7, Wiley, New York 1965.

74. L. Natanson, *Phys. Zeitschr.* 12, 659, 1911.

75. S. N. Bose, *Zeitschr. f. Phys.* 26, 178, 1924.

76. Ref. 57, Chapter 23, Section (b).

77. R. H. Fowler, *Proc. Roy. Soc. A* 113, 432, 1926.

78. P. Ghose, *Physics News, Bull. of the Indian Phys. Ass.* 13, 130, 1982.

79. A. Einstein, *Sitz. Ber. Preuss. Ak. Wiss. 1924*, p. 261.

80. A. Einstein, *Sitz. Ber. Preuss. Ak. Wiss. 1925*, p. 3.

81. W. H. Keesom, *Helium*, Elsevier, New York 1942.

82. F. London, *Nature* 141, 643, 1938; *Phys. Rev.* **54**, 1947, 1938.

83. E. Fermi, *Rend. Acc. Lincei* 3, 145, 1926, repr. in *Collected works* (Ref. 49), Vol. 1, p. 181.

295 84. E. Fermi, *Zeitschr. f. Phys.* **36**, 902, 1926, *Collected works*, Vol. 1, p. 186.

85. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **112**, 661, 1926.

86. Cf. P. A. M. Dirac, in *History of twentieth century physics*, p. 133, Academic Press, New York, 1977.

87. W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* 41, 81, 1927.

88. F. Hund, *Zeitschr. f. Phys.* 42, 93, 1927.

89. D. Dennison, *Proc. Roy. Soc. A* 115, 483, 1927.

90. E. P. Wigner, *Math. und Naturwiss. Anzeiger der Ungar. Ak. der Wiss.* 46, 576, 1929.

91. P. Ehrenfest and J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **37**, 333, 1931.

92. J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc. A* 128, 114, 1930.

93. P. A. M. Dirac, report KFKI-1977-62, Hung. Ac. of Sc.

94. T. Kuhn, interview with Dirac, April 1, 1962, Niels Bohr Library, Am. Inst. of Phys., New York.

95. Ref. 18, Vol. 4, Chapter 1.

96. G. Gamow, *Thirty years that shook physics*, p. 121, Doubleday, New York 1966.

97. R. J. Eden and J. C. Polkinghorne, in *Aspects of quantum theory*, Eds. A. Salam and E. P. Wigner, p. 1, Cambridge Univ. Press 1972.

98. P. A. M. Dirac, Ref. 86, p. 109.

99. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **109**, 642, 1925.

100. M. Born, *My life*, p. 226, Scribner, New York 1978.

101. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **113**, 621, 1927.

102. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **114**, 243, 1927.

103. A. Einstein, in *James Clerk Maxwell*, p. 66, Macmillan, New York 1931.

104. Cf. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh* **59**, 122, 1939.

105. E. Schroedinger, *Ann. der Phys.* **79**, 361, 1926, esp. p. 372.

106. L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*, 2nd edn, McGraw-Hill, New York 1955.

107. O. Klein, *Zeitschr. f. Phys.* **37**, 895, 1926; E. Schroedinger, *Ann. der Phys.* **81**, 109, 1926, Section 6; V. Fock, *Zeitschr. f. Phys.* **38**, 242, 1926; Th. de Donder and H. van den Dungen, *Comptes Rendus* **183**, 22, 1926; J. Kudar, *Ann. der Phys.* **81**, 632, 1926; W. Gordon, *Zeitschr. f. Phys.* **40**, 117, 1926.

108. C. G. Darwin, *Nature* **119**, 282, 1927; also *Proc. Roy. Soc. A* **116**, 227, 1927.

109. W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* **43**, 601, 1927.

110. Ref. 109, p. 607, footnote 2.

111. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **117**, 610, 1928.

112. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **118**, 351, 1928.

113. Ref. 94, interview May 7, 1963.

114. Ref. 111, Eq. (11).

115. Ref. 94, interviews May 7 and 14, 1963.

116. W. Gordon, *Zeitschr. f. Phys.* **48**, 11, 1928; C. G. Darwin, *Proc. Roy. Soc. A* **118**, 654, 1928.

117. J. von Neumann, *Zeitschr. f. Phys.* **48**, 868, 1928.

118. B. van der Waerden, *Goett. Nachr. 1929*, p. 100.

119. Cf. also O. Laporte and G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* 37, 1380, 1552, 1931.

14. 核物理学:悖论的年代

(a)量子力学面对原子核

1914 年 3 月 19 日卢瑟福在皇家学会召开了一个“原子结构讨论会”。[1] 在汤姆逊模型和他自己的核式图象之间作了比较后,他指出放射性同位素的发现和莫斯莱的工作是当时的主要进展(见第 11 章)。

1929 年 2 月 7 日,卢瑟福在皇家学会又召开了一个“原子核结构讨论会”。[2] 在开幕词中他罗列了 15 年间主要的进展:

(1)非放射性元素的同位素的证明,主要是阿斯顿用质谱仪工作的结果。

(2)他自己的元素人工嬗变方面的工作。

(3)γ 射线谱的进步。

(4)对卢瑟福散射的偏离(参考第 11 章(h)节)。“用 α 粒子轰击氢,其散射完全反常……氢和氦核似乎被一个不知其起源的力场所包围。”①核的组成,“在较轻的元素中核或许是由 α 粒子、质子和电子所组成”。1929 年,核的质子－电子模型(pe 模型)仍然有市场。卢瑟福创造的名词“质子”于 1920 年(我相信)第一次出现在出版物[3]

① 在 1929 年卢瑟福仍然认为这未知力可能是磁一类的力。

上,到 1929 年已经获得普遍的接受。

(5)卢瑟福最后提到伽莫夫的解释以及格内和康登的解释,他们把 α 衰变解释为 α 粒子穿透一个有限高的势垒的效应。[4]

这样,α 放射性和 γ 放射性被突出了,但不管是卢瑟福还是讨论会的其他参与者,对于 β 衰变却一句话也没有讲,尽管在皇家学会讨论的时候关于 β 衰变有非常重要的消息。同样值得注意的是,由于把电子看成是核组成成分的假设所带来的越来越稀奇古怪的结果也一点没有提及。

297 在那次会议后的一年间,卢瑟福与查德威克和埃利斯一起完成了教科书《放射性》的第 4 版①,也是最后一版。[5] 它包含了对 β 衰变的评论:"我们必然得出的结论是,在 β 射线蜕变中,原子核能够因发射出在大范围内变化的能量而分裂。同对 α 射线蜕变所表明的同质性和确定性所给出的那么多解释相比,对 β 射线蜕变中种种奇怪的结果还没有做出什么令人满意的解释"。[6] 这个评论有助于解释在皇家学会会议上对 β 衰变的沉默:初级 β 能谱终于被普遍承认是连续的,但是对于这个谜,没有人得出任何有意义的结果。

又过了一年,在 1931 年,由伽莫夫写的关于核物理学的教科书出版了,这是第一本由理论物理学家写的教科书。[7] 在第一页,作者定义了他的核模型:"按照现代物理学的概念,我们假设所有原子核是由一些基本粒子——质子和电子构成。"然而伽莫夫意识到,质子一电子模型似乎正陷入困境。在他的手稿写作过程中,"伽莫夫有一个刻有骷髅和骨头十字的橡皮图章,在所有有关电子段落的开始和结尾,他盖上这个印章"。当牛津大学出版社反对使用这个符号时,伽莫夫回答道:"我决不是有意恐吓可怜的读者,而是教科书本身要求这么做。"[8] 骷髅图后来被一种斜黑体字 S 所代替。

本章将处理两个独立的论题。继续讨论在第 11 章开了头的核结构;在讨论质子一电子模型的悖论时,我从它们在 1926 年开始被

① 前面几版见第 3 章资料来源(source)。

认识讲起。然后再拾起从第 8 章开始的 β 能谱的故事，并尝试解释它们的连续特性。

我们现在进入核物理学的第三个阶段。第一个阶段，它可以被称为没有核的核物理学，处理放射性的发现和它的辐射的定性特性(2～4 章，6～8 章)。第二个阶段包括了原子核的发现，它的整体特性的早期揭示，以及核反应的开始时期(第 11 章)。在所有这些发展中，理论物理学家没有起到什么值得一提的作用。事实上，早期的两个主要的理论贡献：转换理论和 α 粒子散射分析，都来自实验家卢瑟福。第三个阶段开始于 1926 年，结束于发现中子的 1932 年，这期间理论家开始起到重要作用；这个显著的变化是由量子力学的出现而产生的，这一点从伽莫夫书中讨论的题目来看就非常清楚：[7] α 衰变理论，γ 射线发射和吸收的理论，在 α 粒子轰击中的非弹性效应理论，等等。我们在下一节中准备讨论的谜，在量子力学面对原子核时才成为焦点。伽莫夫在他的书中写道[9]："通常的量子力学概念在描述核电子的行为时绝对失效；这些电子甚至似乎不能看成是单个的粒子。" 298

本章专门讲第三阶段，即悖论的年代。下一节要讨论伴随着质子—电子模型的各种困难。(c)节讨论从 1914 年直到 1929 年在 β 能谱方面的实验工作。玻尔的在 β 衰变中能量可能是不守恒的建议和泡利所选择的中微子假设将在(d)节中探讨。到那时我们将准备接受核物理学的新面貌，它起源于中微子的发现和费米的 β 衰变理论，这些将在 17 章中讨论。

(b)核的质子—电子模型陷入困境的年代

自 1913 年以来，人们已经假设：一个质量数为 A 和电荷数为 Z 的原子核(A,Z)由 A 个质子和$(A-Z)$个电子所组成：

$$(A,Z)=Ap+(A-Z)e \qquad (14.1)$$

在第 11 章(e)中已经见到,这个质子一电子模型几乎是不可避免的。略去几位物理学家和物理化学家的努力不谈(他们在随后几年里极其努力[10]地用精致的亚结构来装饰这个模型),我们要考察的是有关这个图象的越来越多的令人不安的争论。

1. 核的大小。 设想一个电子是一个半径为 a 的小球,它的质量完全源于电磁质量。(这两个假设流传很广,并顺利地进入 20 世纪 20 年代)。那么按经典考虑,$e^2/a \sim mc^2$ 或者

$$a \sim \frac{e^2}{mc^2} = 2.8 \times 10^{-13}\,\text{cm} \tag{14.2}$$

在 20 年代大家都知道,这个长度与核半径同一数量级。问题是,怎么可能把那么多这样大小的电子塞进一个像原子核这样小的匣子里呢?正如 1923 年安德雷得所强调的:"库仑定律无法解释由正电荷和负电荷组成的核的稳定性,这些电荷在自由时将会像核本身那样大。"[11]

1926 年拉塞提和费米注意到,自旋加深了这个困难。[12]被想像为一个小球的自旋着的电子,具有一项磁能 $\sim (e\hbar/2mc)^2/a^3$。使这项能量等于 mc^2,则 a 要比原先的数值大上一个 $\sim (137)^{2/3}$ 的因子。他们论文实质上是指出自旋的一个困难,而不是针对质子一电子模型。

299 然而,如拉塞提所回忆的:"那篇文章我们并没有很当真。我不认为费米会很认真。他说'啊,那是一种有趣的想法。'……他对自旋理论非常热心。"[13]

量子电动力学将表明,所有这些论点都是华而不实的。电磁质量的行为既不像 $1/a$,也不像 $1/a^3$,而是像 $e^2/\hbar c \cdot mc^2 \cdot ln\hbar/mca$。

更有趣的是,将定性的量子力学(尤其是不确定性关系)应用到限制在 $\sim 5 \times 10^{-13}$ cm 特定半径的核的电子上时,它表明不是电子的大小而是它的德布罗意波长 λ 带来了问题。如果几个 MeV 能量的 β 射线的 λ 比核的半径还大,它怎么会呆在核里等着被释放?(用 α 衰变的位垒穿透来处理 β 衰变的尝试,理所当然地失败了。[14])而且,

一个被囚禁电子的(相对论性的)特征动能≳40MeV，这比起每个粒子的平均核结合能简直大得令人难以置信。[15]我不知道是谁第一个提出这些问题，但有趣的是，在本来以此为目的的一些讨论中，根本没有提到这个问题，例如在伽莫夫的书里[7]，或者在罗马(1931 年)召开的核物理会议上玻尔所做的关于核中的电子所引起的复杂问题的报告里。[16](玻尔喜爱刚才提到的这种定性讨论。)这两个例子表明，其他一些问题似乎更令人感兴趣：下面要讨论的核自旋、统计性的问题，以及将在第 15 章中讨论的克莱因悖论。正如维格纳告诉我的那样：大家都知道核的不确定性关系的结果，但是有关氮分子的实验结果对他产生了更强烈的印象。

2. 核磁距。 1926 年，克朗尼格指出[17]电子磁矩的大小 $e\hbar/2mc$(玻尔磁子)的一个困难。因为已经假设在核中有电子，"核也将有一个与玻尔磁子数量级相当的磁矩，除非所有核电子的磁矩碰巧抵消，[这种几率]先验看来非常之小"。当时，还没有直接测量过核磁矩。(第一次直接测量质子磁矩的时间是 1933 年。[18])但十分明显的是，一个与电子玻尔磁矩数量级相当的核磁矩，会由于与绕核旋转的电子的磁矩的相互作用，而引起光谱线的过大的超精细分裂，根本使人无法接受。

克朗尼格的文章使问题变得十分清楚，以他之见，磁矩问题必须被视为自旋而不是核组成的难点。尽管如此，他还是在讨论中提出了一个重要的新论点。

3. 核自旋。 两年后，克朗尼格发现了质子—电子模型的又一个奇怪的结果。在一次对乌得勒支的访问中(奥恩斯坦(L. S. Ornstein)在那儿指导一所重要的光谱强度精密测量中心)，他获悉单电离分子氮 N_2^+ 的旋转带光谱，有一些非常有趣的东西。 300

有关双原子分子光谱的几个提示，或许能帮助我们理解克朗尼格的论点。设想两个核在分子中保持固定，那么光谱纯粹是由电子

(频率为 ν_e)激发的。如果两个核在它们的联线方向上运动,则附加的振动态(频率为 ν_v)开始起作用。下一步假定以联线形成的轴也旋转,就又有一个转动的态(频率为 ν_r)。一般地说 $\nu_e \gg \nu_v \gg \nu_r$,所以总的光谱由 ν_e 线组成,每一条 ν_e 线又有一个 ν_v 线的精细结构,而每条电子/振动的谱线有一个 ν_r 谱线的更精细的结构。

对于许多论题——包括我们的氮的问题——这三种激发类型能够非常近似地看成相互独立的。这样,我们能把一个核轨道角动量量子数 J 指派给那个转动能态。一般说来,在转动跃迁(伴随偶极幅射)前后的 ΔJ 满足

$$\Delta J = 0, \pm 1 \tag{14.3}$$

然而,乌得勒支小组所考虑的光谱线,只有 $\Delta J = \pm 1$。① 设 ν_0 为某些固定的电子/振动的跃迁的频率。那么相关的转动光谱带的频率 ν 为

$$\nu = \nu_0 + \nu_r(J) \tag{14.4}$$

它由两个分支组成:一支(R 分支)有 $J \to J-1$,对于它 $\nu_r(J)$ 是正的并且(对于不是太大的 J)随着 J 单调地增加;另一支(P 分支)有 $J \to J+1$,对于它 $\nu_r(J)$ 是负的并且(对于不是太大的 J)随着 J 单调地减少。

根据量子力学的一个普遍定理,光谱线的强度正比于末态的统计权重。② 如果我们只考虑相对强度,那么电子/振动的权重——在给定的转动光谱带中对所有的谱线都是相同的——就会消掉。留下的权重因子 $2J+1$ 将表明:当我们沿着每个分支从 ν_0 离开时,强度单调地变化。然而对于氮(其他分子也是这样),人们观察到强度沿着每个分支交替变化。一根"强"的谱线后面是一根"弱"的谱线,然

---

① 所涉及的跃迁都具有 $^2\Sigma \to {}^2\Sigma$ 类型,其中 Σ 表示在核轴的方向上,电子的总角动量的本征值为零,而上标"2"指的是我们处理总电子自旋的双线。对于 $\Sigma \to \Sigma$ 跃迁,$J \to J$ 是禁止的。[19]

② 随后的论点既不受强度对确定占据初态的玻耳兹曼因子的依赖性的影响,也不受矩阵元对 J 或 I 的非常微弱的依赖的影响。

后再是一根强谱线等等。这就是两个新的因子进入的地方：核自旋，以及两个核是全同的情况。

301

考虑两个自旋为 I 的全同核。总的自旋态(我们所讲是简并)的数目 $(2I+1)^2$ 能分解成状态数 $g_s(g_a)$，它们的核自旋是对称的(反对称的)。其中①

$$g_s=(I+1)(2I+1),g_a=I(2I+1) \tag{14.5}$$

现在二核系统本身既满足 BE 统计又满足 FD 统计。② 当我们沿着每个分支移动时，连续的末态 J 值是……偶数、奇数，偶数……因此在交换核的空间坐标时，这些状态是……对称的、反对称的，对称的……相应地，由于核自旋，就有一个附加的权重因子，如果核满足 BE 统计，它就等于……g_s，g_a，g_s，……而对于 FD 统计情况……就是……g_a，g_s，g_a，……因此根据(14.5)式——**不管是用什么统计**——原子核自旋引进一个“由强到弱”交替的强度比率 R，它由下式给出

$$R=\frac{I+1}{I} \tag{14.6}$$

乌得勒支的测量表明[20]对于 N_2^+，R 接近 2，所以氮核的自旋等于 1。

“人们最初可能为这个结果而惊奇，”克朗尼格议论说。事实上，按照质子—电子模型，N^{14} 原子核由 14 个质子和 7 个电子所组成，也就是，由奇数个自旋—1/2 粒子所组成。③（克朗尼格从丹尼森的结果知道了质子自旋；见第 13 章(d)节）。因此合成的核自旋应该是半整数。那它怎么能等于 1 呢？“也许人们会因此而被迫假设质子和电子在没有越出核外时，并不保持它们的全同性。”[21]④

---

① 用 (m_1,m_2) 表示状态，其中 m 是各自的磁量子数。所有 $(2I+1)$ 状态 (m_1,m_1) 是对称的。对于 $m_1\neq m_2$，(m_1,m_2) 和 (m_2,m_1) 的和(差)是对称的(反对称的)

② 我们可以分别考虑这个系统，只要总的分子波函数具有电子的因子×振动的因子×转动的因子的形式。对这个分解的小的偏离在定性上并不改变这个说法。

③ 那～0.4%N^{15} 的一部分当然可以被忽略。

④ 1931 年的旋转带光谱的原子核自旋的信息和拉曼(C. V. Raman)光谱的情况，以及其他资料见参考文献 22。

除此以外,当时唯一能得到核自旋信息的超精细结构,也开始显示出相似的古怪表现。1929 年发现[23]镉至少有一个 $I=1/2$ 的同位素。因为在这一情况中 $Z=48$,根据(14.1)式,所有镉同位素的质子数和电子数和应为偶数,所以它们都应该有整数 I!

4. 核统计。光子与分子的非弹性散射首先由拉曼在 1928 年检测到,它服从能量关系

$$h\nu+E_a=h\nu'+E_b \tag{14.7}$$

302 其中 $\nu(\nu')$是初(末)光子的频率,$E_a(E_b)$是初(末)态分子能级。拉曼光谱包括斯托克斯谱线($\nu'<\nu$)和反斯托克斯谱线($\nu'>\nu$),后者只当 E_a 是激发态时才出现。我们刚刚遇到的电子/振动/转动谱线的谱系也在拉曼效应中出现。我们将再一次把兴趣转向转动光谱带。在拉曼的情形中,选择规则一般[24]是

$$\Delta J=0,\pm 2 \tag{14.8}$$

然而在我们马上将要遇到的例子①中,$\Delta J=0$ 是禁止的。

两条近似等距离的转动光谱带与一给定的电子/振动的谱线相联系:$J\to J+2$ 的斯托克斯带和($J\to J-2$)的反斯托克斯带,当 J 增加时分别单向地移动到较低和较高的频率。统计权重包括核自旋效应,都应遵从前面提到的规则。

现在我们转向拉塞提在 1929 年初有关 H_2 分子和 N_2 分子的实验结果[25]。对于氢,他检测 $J=1\to 3$ 的谱线,它的结果比已经知道的[26]谱线 $J=0\to 2$ 要强。他注意到,这一情况与他预期的一致。事实上,质子的自旋为 1/2,所以在这种情况下(14.6)式的比率 R 等于 3。而且因为质子服从 FD 统计,根据前面给出的理由,比率支持 J 奇数→奇数的跃迁。把这一结果与其他许多氮谱线的测量作比较,他发现有些东西值得注意:"有相似电子结构的 N_2 和 H_2 的行为,其奇数的和偶数的转动状态的相对权重,刚好相反!"

---

① 它们是 $\Sigma\to\Sigma$ 跃迁。

拉塞提在宣称"也许对核的特性有意义"这个结论时，他是完全正确的。正好在他的文章送到哥廷根时，海特勒(W. Heitler)和赫茨伯格(G. Herzberg)寄了一封信给《自然科学》[27]，题目是：《氮核服从玻色统计吗?》他们的理由很清楚：拉塞提的结果意味着在 N_2 中更有利于 J 偶数→偶数的跃迁，因此，根据前边给出的理由，氮核满足 BE 统计。"这个事实颇为惊人。"[27]按照质子一电子模型，N^{14} 原子核包含有奇数(21)个自旋一1/2 的粒子，因而根据维格纳规则(见第13 章(d)节)应该服从 FD 统计，对此海特勒和赫茨伯格是熟悉的。①因此，他们的结论是："在原子核中这一规则不再有效……看来好像电子在核中随着它的自旋[参考克朗尼格早先的结论]消失了，它参与核的统计的权利也失去了。"这以后不久，超精细结构测量指出 Li^6 也有这种"错误的"统计性。② 无论在哪里，只要人们遇到核的大 303 小、自旋、磁矩或统计，核内的电子总会引起严重的问题。很快就有了答案：在核中没有电子，(A,Z)相应于 Z 个质子和$(A-Z)$个中子。因此自旋一1/2 粒子的数目在氮核中不是奇数(14 个质子+7 个电子)而是偶数(7 个质子+7 个中子)。不能责怪 20 年代末的物理学家，他们不能也不会提出比电子在进入核后就失去全同性这一假设更好的想法。只有出现另一种解决办法，才有可能放弃让电子作为老式原子核的建筑砖块的想法。第一个提出这一想法的(据我所知)是来自列宁格勒的多夫曼③(Y. G. Dorfman)，他在 1930 年确实提议，把核中不存在电子作为排除困难的一条出路。(他认为他的想法能够在巴黎的《通报》[29]和《物理学杂志》[30]上同时发表就足够了。)他

① 他们认为以上讨论的 N_2^+ 光谱不能给出有关氮核的统计的信息是不正确的。事实上克朗尼格也能演绎出这个统计悖论。我的印象是，他之所以没有这样做是因为他不知道维格纳定理。

② 参阅参考文献 28 中的评论。

③ 多夫曼当时在物理技术研究所工作。他是个磁学专家，与弗兰克尔(Y. I. Frenkel)一起提出了第一个铁磁畴结构理论。后来他成为苏维埃科学院科学技术史研究所物理学部的主任。

敢于提出这个思想,是因为他知道别人[31]曾提出过一个建议:β衰变并不一定意味着原子核中含有真实的电子。那个建议虽然是错的,但有某些好处,因为它是把核现象与量子场论联系起来的第一次尝试。①

叙述将在此结束。核组成之谜将因为中子的发现而获解决。即便如此,作为组分的电子也没有都立刻被取缔。这是后话,到第17章我们再讲。接下来我们应该追上β能谱的发展。

(c)1914～1930年的β能谱,或埃利斯的生平和时代

> 一些非常有趣的现象似乎都被卷入到β射线蜕变之中。
>
> 埃利斯和伍斯特于1925年[32]

1915年6月4日在皇家研究院作的一次讲演中,卢瑟福给他的听众作有关"爆破原子发出的辐射"的最新报导[33]。关于β射线,他的讲话包括以下论点:"查德威克最近指出,给出线状光谱的射线只占总辐射的百分之几。一般的证据显示,辐射……由于有各种可能的速度而给出一种**连续**光谱,在它上面又附加一种**线状**光谱,它由每组具有少量固定速度的β粒子生成。因此必然的结果是,每个[给定核的]原子发射不同的β辐射"。重点号是卢瑟福加的。

304

在第8章中我们讨论了早期β能谱的研究,并以查德威克工作的一个说明作结论。我们看到,摄影检测方法根本不能引起人们对连续谱的注意;查德威克在1914年通过变换到计数器技术才观察到磁分离的β射线;他的初步试验表明,能谱的连续性质不能归因于次

① 我这里讲一点狄拉克方程以后的事。建议[31]是,"相当大数量的[负能]电子潜藏着,所以说"在原子核中β衰变相当于一个从负能态到正能态的电子跃迁,β能谱是连续的,因为人们有那么多的初始负能级可以选择。真不可思议!

级散射效应。人们也注意到(第8章(g)节),在1912～1913年,已经收集了在有效β能谱中的分立谱线的大量资料,很早以前人们就知道这些分立谱线大部分能被归结为俄歇跃迁和内转换。

我现在接着第8章继续讲述1914年以后的事。除了证实[34]查德威克的连续谱的一个实验之外,此后七年的相关报道再没有什么值得注意的了。战争在进行着。第一件值得一提的事是在1921年,埃利斯认识到内转换机制。

上次提到,埃利斯被扣留在鲁莱本营地(第8章(h)节),他在那儿遇到查德威克,查德威克向他灌输对物理学的兴趣。后来他的兴趣如此之强,以至于放弃了作一名炮兵军官的计划,而立志成为一名物理学家。1919年,他在三一学院获得一个职位,不久卢瑟福来到剑桥,于是他成了卢瑟福的一名学生。“从他到达卡文迪什的那一刻起,我就成了卢瑟福成员中的一个。”[35]埃利斯迅速地成长成为一名高度熟练的实验工作者,他对研究课题的选择很有眼力。在卡文迪什最多产的时期(在那儿他一直呆到1936年),他成为其在γ放射性尤其是β放射性方面的主要权威。他和他的合作者对20世纪20年代的实验起了重要作用,而且这些实验终于导致中微子假设。①

我现在转向埃利斯1921年的论文[36],这是他最早的一篇优秀论文。这篇论文从卢瑟福和其合作者1914年的一项研究[37]中得到启示。这项研究的内容是:铅和金被镭B源射出的γ射线撞击时产生电子,他们发现“射线族[也就是某些发射电子的分立能量]……是由于在镭B中的穿透力更强的γ射线转换成了β射线而形成的”。他们还注意到,从金中发射出的电子比那些来自铅中的电子的能量要高2%。这最后的发现是埃利斯的出发点。“如果假设:发射出来的电子的能量,等于某些γ射线特有的能量减去从原子中移出电子所必需的能量,这个事实就可以得到一个简单的解释。”这是爱因斯坦光电效应关系式

① 关于埃利斯生平和工作的详情,见参考文献35。

$$E = E_\gamma - P \tag{14.9}$$

的一种精炼表述。其中 E_γ 和 E 分别是入射 γ 射线和发射电子的能量,P 是所谓的功函数。埃利斯把 P 看成是某些电离能,这就使研究向前推进了一步,而电离能的大小依赖于发射电子的原子能级。

埃利斯的放射源是一个充满着镭射气①的狭小管子。在管壁上淀积着 RaB 和 RaC。RaB 的三条强 γ 射线谱线(其能量在 200～300 千伏之内)依次从包裹在管子周围的钨、铂、铅或铀的箔片上激发出电子。当这些光电子在磁场中作半圆形的弯曲后(见第 8 章),它们射到一张照像底片上。电子在底片上显示出的位置决定它们各自的能量。埃利斯现在有一套可以用在(14.9)式的 E 值。接着,他假设这些电子是从原子 K 壳层发射出来的。相应的 P 值好几年以前已经知道了。如果他的假设是正确的,那么把 E 加到 P 上,对于任意选出的靶子应该给出三个同样的 E_γ 值。他发现结果正如预期的一样,其精度已达 1% 或更佳。现在他确立了三个**原始**的 γ 能量。要注意的是,这个实验证明了光电方程在比那时所能得到的能量高得多的情况下,都是有效的。

随即埃利斯把他的注意力特别转向铅靶。卢瑟福已经知道[37],铅产生的电子谱线的能量与镭 B 源本身产生的能量相同。"现在的工作与这个结果相符。"埃利斯立刻看出相同的原因:镭 B **就是**铅,是它的同位素 Pb^{214}。因此他认为,RaB 光谱的分立谱线起因于一种内部的光电效应,也就是 RaB 原子被**自身**的核发出的 γ 射线撞击时,从 K 壳层中激发出电子。内转换就是这样发现的。

埃利斯的第二篇论文[38](1922 年)包含了另一个新奇的东西:核能级图的第一张草图,这是第一次试图去寻求对"这种见解的支持:量子动力学能够应用于核,至少核结构能够用定态来表示"。我们在这儿不需要关心他在 1924 年发表的一系列论文[39]中的这个图象的详尽细节。事实上,我现在结束 γ 射线光谱学这个课题,让读者去查

① 镭射气即氡 Rn^{222}。——译注

阅最近有关这个课题的手册，也许会更好一些。你们将发现，——只选录一个例子——在RaC的β衰变$Bi^{214}\rightarrow Po^{214}$中，最后的钋核能够处于20个状态中的任一个，而且还记录到51种不同的γ射线跃迁。

正当来自卡文迪什的男孩子们兴高采烈地大干的时候，从柏林一达勒姆的凯撒·威廉化学研究所传来了不和谐的声音。

大约在埃利斯的第一篇论文[36]发表之后一年，迈特勒在以下假设的基础上为β衰变提出了[40]一个完全不同的和复杂的方案：(1)所有β射线从核里以一个单一的①能量E发出（当然，我们用的仍然是质子一电子模型）；(2)它们可以带着这全部能量逃逸；(3)或者它们可以把能量的一部分$E—w$转换成一种单一的γ射线；(4)这种γ射线由于在K，L，M，……壳层中的内转换而产生次级β射线。我将不讨论迈特勒模型[41]的实验证据——这个模型当然只是哈恩和她自己关于单能初级β射线能量的老想法的一种变形（第8章(b)节）。在她的论文中，她参考了[43]埃利斯的"别的观点"，但是没有提到查德威克的连续谱。 306

查德威克和埃利斯并不觉得有趣。

首先，埃利斯重复了迈特勒的一些测量，发现了[44]不同的结果，并得出结论："因此似乎没有支持[迈特勒]理论的证据，并且相反，有非常直接的反对证据"，他又加上一句："最严重的异议是这个理论不可能解释通常的[即连续的]β射线谱，事实上，它似乎是否定连续谱的存在。"他在别处[45]指出这个问题的根子："显然，不能在α衰变和β衰变之间作简单类比。"不久之后，迈特勒退了一步，承认埃利斯的一些意见是中肯的。[46]后来埃利斯也承认[32]，在他自己与迈特勒之间的另一个争论中，他是错的。②

---

① 后来，她考虑这样一个可能性：也许不只一个而是有两个初始能量。验证迈特勒模型的尝试见参考文献42。

② 迈特勒曾指出如果两种辐射都由一个给定的核发射出，则β衰变先于γ衰变。[47]有一段时间埃利斯持有相反的观点。

第二,查德威克和埃利斯又联手回到[48]连续谱,"按照迈特勒的看法……连续谱被认为也许是由于同类射线散射而造成的一种偶然事件,然而以我们之见,连续谱由真实的蜕变电子所组成"。在他们的论文中,提出了新的实验报告,这些实验显示出"连续谱是一种不依赖于光谱的真实的存在……任何用次级原因所做的解释都是站不住脚的"。

他们工作的主要就是这些。1914年,查德威克利用[49]了一个填充镭射气的细管子产生的 RaB 和 RaC。这一次他们把 RaB 和 RaC 沉积在一块黄铜板上,从而有意增加了电子散射回来的可能性。如果连续谱是线状光谱的次级效应,那么同新实验比较起来,以往实验中的谱线在连续电子的背景下,应该更加突出,而在新的实验中(如果连续谱是由于散射产生的)谱线就要被减弱,连续谱要加强。但没有发现这些效应。"任何 β 射线蜕变的理论必须考虑这个[结果]。"非常幸运的是,迈特勒迫使卡文迪什小组进一步寻求连续谱。她自307 己接着对 β 射线光谱进行了更详细的研究,并取得了一些重要结果。[50]

有关初级能谱的争论正接近尾声,但还没有完全终止。在1923年康普顿效应发现之后,迈特勒认为[51]连续谱的起源也许就此有了着落。"从核中发出的 γ 射线将被在同一原子中的那些电子散射,这个假设肯定会被证明是正确的。"玛丽·居里也写道[52]:"这种谱的出现,暗示可能借助康普顿效来解释。"两位作者都指出,即使这种效应是重要的,问题仍然存在:"对于那些特定的没有 γ 射线的物质,如 RaE,仍然无法解释。"[51]实际上这种所谓的内部康普顿效应很小,γ 射线的衰减长度与典型的 β 衰变源厚度相比,要大得多。①

1924年有人提议[54],"[β]射线不一致性的一种可信的解释,也许存在于这个假设中:原子不都具有同样的衰变几率"。然而实验情况并非如此,把 RaE β 光谱分离成一个高能量部分和一个低能量部分,

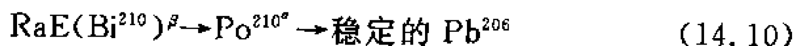
① 对内部康普顿效应当代的进展,见参考文献53。

并对这些分离的样品作寿命测量，结果在实验误差范围内，两种情况得到的寿命相同。[54]

1925 年秋，为了解决连续谱，埃利斯和伍斯特（W. A. Wooster）回顾了[32]不同的建议后作出结论："[这种能谱]的存在似乎没有疑问，并且在任何通常的效应中，都找不到它如何发生的解释。"他们想做一个困难的实验，并希望这个实验能进一步澄清问题。他们的想法是：设想能够用量热的方法来测量每一次 β 衰变释放出的总能量。如果连续谱有一个"通常的"起源，也就是，如果单一的初级 β 能量被"通常的"过程（例如，含有电磁辐射）重新分配，那么量热器记录的能量就应该是总的初级能量。他们明智地认为总能量与 β 能谱的上限相同。反之，假定只有电子本身使量热器加热，那么每次衰变记录的能量应该是电子能量谱的平均。那将是"令人惊奇"的。

确实是这样。

经过两年的艰苦工作，埃利斯和伍斯特宣布了[55]他们的实验结果。他们的源是 RaE，选择它的原因是它实际上没有线光谱，结果所有内部转换的复杂性都避免了。它所包含的衰变是



$$\mathrm{RaE}(\mathrm{Bi}^{210}) \xrightarrow{\beta} \mathrm{Po}^{210} \xrightarrow{\alpha} \text{稳定的 } \mathrm{Pb}^{206} \qquad (14.10)$$

RaE 的半衰期～5 天。它的光谱的平均能量 $\simeq$ 0.39MeV，上限 $\simeq$ 308 1MeV。钋（半衰期～14 天）发射出具有已知能量（～5.2MeV）的单能 α 粒子。它们决定了每次钋衰变时释放的能量与每次 RaE 衰变的平均能量之比 x。一致性要求 x 独立于观察时间 t。他们得到一条跨越 26 天的 $x(t)$ 曲线。在那以后，最初的 RaE 只剩下～3%，（由一已知外推得知）加热效应只起因于钋。① 在工艺上，放射源是一根直径为 1 毫米的铂线，RaE 沉积于其上。铂线正好放在长 13 毫米，

① 实际上他们测量了 RaE 与钋的总加热效应之比 y，给出

$$y=\frac{(\lambda_P-\lambda_E)e^{-\lambda_E t}}{x\lambda_P(e^{\lambda_E t}-e^{\lambda_P t})} \qquad (14.11)$$

其中 $\lambda_P(\lambda_E)$ 是 Po(RaE)的衰变常数。

外径为 3.5 毫米的铅量热器的圆柱形孔中。由热电偶测定的温度可达~10^{-3}℃。在 26 天内,x 一直恒定地保持在 2%之内。由量热器检测的能量相当于 0.34MeV,误差约 10%——这一数值接近 RaE 的平均谱能量,离能谱的上限很远。

这个重要的结果永远消除了用"通常"手段解释 β 能谱的任何尝试。作者们用这样的话叙述他们的主要结论:[55]"我们可以放心地把适用于镭 E 的结果推广到所有发射 β 射线的物体上,β 射线连续谱引起的长期争论似乎已得到解决。"

最后几点评论。

对于他们结果的解释,埃利斯和伍斯特只做了几个模糊的评论,它们与当时流行的卢瑟福关于核结构的思想(不再重要)有关。

来自卡文迪什的消息对于迈特勒是"一个巨大的震惊"。[56]她是一位杰出的物理学家,她和奥斯曼(W. Orthmann)重复了他们的实验。他们的实验报告[57]完成于 1929 年 12 月。他们完全承认,埃利斯和伍斯特的报告与他们的结果相符合,而对于这一切可能意味着什么则保持沉默。

埃利斯继续研究 β 放射性。他的另一个重要结论将在下一节中讲到。1936 年,他"以热情和友好的语言告别了他们那位专制的、有时变幻无常的领袖",[35]离开卡文迪什去接受伦敦国王学院惠斯通教授的位置。(卢瑟福在一年后去世,埃利斯所写的回忆他往昔导师的讣告[58],是有关卢瑟福的最感人的作品之一。)他的科学创造生涯基本上到了终点。1946 年,埃利斯因作为不列颠军事委员会科学顾问而从事的战事工作而被封为爵士。战后他没有回到学术界而是担任了各种科学顾问的职位。他以后所关心的事情范围十分广泛,甚至包括吸烟对健康的影响。在生命接近终点时,他毁掉了所有的信件和文章。1981 年,他住进一间小的私人疗养所(他的妻子先于他去世了)。两周后他过世了。

309

(d)新的物理学定律，还是新的基本粒子？中微子登场

> 我一着手探究……即使最简单的原子核的组成，量子力学的现有表述就完全失效了。
>
> N.玻尔，1932年5月8日[59]

> 在原子核中可能有电中性的粒子……[60]
>
> W.泡利，1930年12月4日[60]

1.另一个简单性的陷阱：一副药方治两种病。埃利斯和伍斯特关于β能谱的长期争论的论述(前面引证过)，只在一定程度上被证明是正确的。的确，他们平息了对初级分立的β能量的主张。但是，对于这一结果，他们与迈特勒和奥斯曼都没有做什么实质性的解释。这个谜是怎样如此迅速地成为物理学领域中热烈讨论的课题，这是一件十分有趣的事。但抱歉的是，我对此没有确凿的回答。然而我的印象是，形势的严重性不是立刻被大家所普遍意识到的。埃利斯和伍斯特的文章[55]发表在1927年12月。然而在1928年的所有文献中我发现只有一处提到他们的文章[61]，作者是G.P.汤姆逊(我后面还会提到他的论述)。在1929年2月一封给O.克莱因的信中，泡利抱怨道[62]，玻尔给他提供了各种有关β衰变的想法，但只"求助于剑桥的权威，却不提参考文献"。这个抱怨表明，他在那时，甚至还未见到过埃利斯和伍斯特的论文。泡利在信中第一次挖苦了玻尔关于β衰变的想法，以后的信件中可以发现更多这样的挖苦。"他认为β衰变违背能量定律，这使他走在一条**完全错误的道路上**"(重点是泡利加的)。

这样，从1929年开始，连续谱的意义成为以玻尔和泡利为主角的争论的课题。下面我们简要地叙述一下他们各自的道理。从1929年到1936年以前，玻尔主张能量不守恒；而1930年泡利提出，在β衰变过程中有一个还未检测到的粒子——现在叫中微子——带

走了一部分能量,如果把这部分能量考虑进去,总的能量就会守恒。

310 必须牢记,玻尔和泡利寻求的不只是一种对β衰变的解释,而是力求按自己的方式寻找同一副药方来医治两种病症:连续谱以及核自旋、磁矩和统计的悖论。玻尔相信新的物理学定律正在向人们召唤,而泡利相信只要有中微子就能挽救所有一切。但两人都没有预见到,这两种病症要求两副不同的药方:中子和中微子。

难以理解的是,甚至在中子(1932 年)发现之后,也不是什么事情都立刻到位。我把澄清核悖论的最后阶段留到第 17 章,现在先讨论玻尔的思考,然后转向由泡利最先构想出的中微子,并以玻尔承认能量不守恒是一种不正确的想法来结束本章。

1924 年——仅在相关事件之前几年——由于各种原因,能量定律已受到怀疑,回顾此事会增强对历史的透视。当时玻尔处在争论的中心,但其他人对能量守恒定律也不时表示过怀疑,其中有爱因斯坦、能斯脱和索末菲。我要暂时离开一下主题,说一说当时的情况。

2. 玻尔和能量定律,1924 年。 让我们暂时回到量子力学以前的时期,当时(如前边所指出的[①])已经知道电磁辐射的波粒二象性,这一困难如此深奥,于是人们从不同侧面提出建议,希望通过在个别过程中能量不守恒的假设来完全避开光量子。人们希望通过牺牲这一定律,使分立、量子化、有能态的物质(振子[②]、原子)与由连续(非量子化的)电磁辐射的发射或吸收所引起的这些状态之间的跃迁相协调。如果能量守恒,这种协调便不可能。[③]

第一个(我相信)持有这种观点的是爱因斯坦,尽管这一思想只存在了很短的一段时间。1910 年他写信给劳厄:"我现在非常希望解决辐射问题,也希望不存在光量子。我实在难以想像它将如何进

① 见 12 章(a)节第 4 部分。

② 爱因斯坦在 1906 年已经知道实物谐振子是量子化的。[63,64]

③ 这个思想在参考文献 65 中讨论得更为详细。

展。人们必须抛弃现今的能量原理形式。”[66]三天之后他又写道：还是不行。[67]在第一届索尔维会议（1911 年）上他说起能量不守恒时，摆出了反对的姿态。[68]然而，这个想法并未消失。1916 年能斯脱建议（又是想到量子论），能量守恒只在某种统计意义中有效。[69]1919 年 C. G. 达尔文在一篇未发表①的手稿上写道：“说现今的科学没有被能量守恒的想法所浸透，那是无法令人相信的；这些[量子]的复杂性，本来可以通过宣布能量守恒在这些情况下并不**精确**成立而避免。”[70]1922 年，索末非评论道，协调光的波动理论与量子现象的最温和的方法，应该是放弃能量守恒。[71] 311

这种见解的最后的和极端的例子是玻尔、克拉默斯和斯莱特[72]（BKS）1924 年的提议，他们提出能量守恒以及因果律在量子跃迁中只是在统计意义上有效。[65]1924 年 10 月泡利告诉玻尔[73]，爱因斯坦非常反对这个想法，并提出自己的意见：“一个人不可能从逻辑上证明任何事情，并且，从已得到的数据也不足以支持或反对你的见解。”这最后的评论提醒我们，**一直到 1925 年初，在基本粒子之间的单个物理过程中不存在任何能量和动量守恒的实验证明**。卢瑟福和合作者在分析 α 粒子散射数据时当然利用过这些定律。康普顿也同样利用过这些守恒定律来研究康普顿效应。然而用某种计数器来做的这种实验不能否定这样的可能性，即这些定律只能统计地成立。[74]然后在 1925 年初，一个在云室中的康普顿散射的研究表明，能量和动量守恒在单个的事件上确实成立。这个结论以及几个月后量子力学的降临，使得对能量守恒的怀疑烟消云散。

这个插曲告诉我们，1929 年——当时在 β 衰变中开始了有关能量守恒的争论——在单个的基本粒子过程中，能量定律的有效性的实验信息是有限的，而且是新近才出现。还应记住，在 20 世纪 β 衰变不是怀疑能量守恒的唯一原因。（有关放射性能量起源的早期混

---

① 感谢 J. M. 桑切斯·龙（J. M. Sanchez Ron）提醒我对这篇手稿的注意。

乱,在第 6 章中已经讨论过①。)

3. 玻尔和能量定律,1929 年。在 1930 年 5 月 8 日的法拉第讲座上[76],玻尔第一次公开地提出在 β 衰变中能量不守恒。然而我们确实知道,在他头脑中这个想法从 1929 年初开始就一直有了。我已经提到过泡利的二月信件[62],他在信中附带地发表了自己的意见:“我相当肯定……γ 射线一定是连续谱的起因。”几周后,泡利给玻尔写信:“你打算进一步苛待那可怜的能量定律吗?”[77] 1929 年 10 月玻尔致信莫特:“我正准备为量子力学中的统计和守恒写一篇报导,我希望对 β 射线被排除在能量和动量的经典守恒原理所能达到的范围之外的问题,提出有说服力的证据”。[78] 11 月卢瑟福致玻尔:“听说你已经准备开始论战,想在微观上和宏观上都推翻能量守恒定律。我在表达意见之前要等待和观察,但我总是觉得‘在天国和尘世中有比我们哲学所梦想的更多的东西’”。[79] 同时,在 7 月,迈特勒在苏黎世作了一个有关量热学的实验的讲座,[80] 泡利知道后写信给玻尔,说他现在“几乎相信不能用次级过程来解释 β 能谱”。[81]

312

在一份 1929 年夏准备发表但从未发表的手稿中,发现了有关玻尔思想的进一步信息。[82] 它以评述 G. P. 汤姆逊最近的评论作开端。[61,83] 在一次“自由电子和它们的波”的讨论中,汤姆逊得出结论②:量子力学暗示着“电子的速度总是不能被精确地知悉……电子没有确定的速度……埃利斯和伍斯特关于镭 E 的工作似乎表明这种不确定性的确存在”。玻尔强调[82]守恒定律与时空描述并不矛盾,而是互补的。[84]“自由空间的量子定律,不会对违背守恒原理的事件提供基础。”这一陈述把我们带进玻尔思路的根源。如果能量不守恒,那么,由于量子力学并不提供这个意外情况,所以就需要有新的物理学定律。玻尔相信,当经典电子半径 a(见(14.2)式)的数量级大小开

① 20 世纪能量定律的历史在参考文献 75 中有更详细的讨论。

② 这些结论是由于对相速度和群速度的不恰当的处理而造成的。

始起作用时，新的物理学定律或许是必要的。人们可以说，他在思考一种新的互补性，其中 a 起的基本作用就像普朗克常数在量子力学中那样重要。① 他进一步推测，也许可以借助 β 衰变的逆过程用不守恒来解释星球内部能量的产生。不言而喻，玻尔知道其利害关系是多么地重大。“在原子理论的发展中，失去迄今一直提供正确指导的守恒原理，当然是一幅非常令人不安的情景。”[82]

玻尔把他手稿的一份副本寄给泡利[86]，泡利不喜欢它。“我不得不说我对你的文章一点儿也不满意……你不合宜地引入了电子直径……我的意思倒不是说真地不许可，而是因为它太冒险……让星球平静地发光吧！”[87]

玻尔思想的另一方面，是从他 1929 年 10 月到 12 月与狄拉克的通信中搜集到的。那时克莱因(当时在哥本哈根)刚刚推导[88]出一个显然不符合狄拉克方程的结果：一个慢电子能穿过一个陡峭的高于 $2mc^2$ 的位垒，然后以一个负能量射出。这个正确的结论，即所谓克莱因悖论，并不妨碍正电子理论(见下一章)。玻尔对克莱因的结果留下了深刻印象。他写信给狄拉克，询问他“在相对论量子力学中的困难，是否也许可以与 β 射线蜕变和星球内部的能量守恒这样明显的基本困难相联系”。[89]狄拉克回答道：“我宁可不惜任何代价地保持严格的能量守恒。”[90](我稍后回到他对狄拉克方程的一些问题的反应。)在下一封信中，玻尔讲述了他有关量子力学限度的一些众所周知的模糊想法。“我们永远不能……以一个可以与[电子的半径，e^2/mc^2]相比较的精度来决定一个电子的位置。”[91]狄拉克致玻尔：“虽然我相信量子力学有它的限度……但没有任何理由让我相信量子力学已经到了发展的极限。”[92]玻尔致狄拉克：“我倾向于把现在的困难当作一种迹象，即我们还没有得到与经典电动力学相应的适当的表达方式。”[93]他们这个阶段的通信到这一无确定结果的短笺上终止了。

313

① 文献中反复提到玻尔 1929 年的思想与他(1924 年的)的统计上有效的能量守恒的早期思考有关，但这并没有任何道理。

现在应该明白了,玻尔的新物理学定律的幻象事实上来自三种而不是两种病症,它们都起因于电子出现在了小距离物理学中:电子作为核的组成、电子在β衰变和克莱因的悖论中。在1929年,谁能有这样狂妄的想法,一下提出三个新的粒子——中子、中微子和正电子来医治所有这些病症呢?

现在让我们看看玻尔在法拉第讲座中有关核构成的论述。[76]他评论道,"量子力学本质上不能"解释4个质子和2个电子如何被维系在α粒子之中,α粒子的半径"具有与经典电子的直径一样的数量级"。当注意到"自旋的概念不能应用于核内部的电子"时,他提到了克朗尼格[17],并且强调了"在统计的决定性中,核内电子的明显的'无源性'(passivity)"。他的最后评论关系到β衰变:"在原子理论的现今阶段,我们既没有经验的证据,也没有理论的论据来证实在β射线蜕变时能量原理可以适用;在做这样的尝试时,甚至会出现更复杂和更困难的情形……还有,正像用原子组成解释物质通常的物理和化学特性的论述暗示着放弃经典因果律概念那样,决定着原子核存在和特性的原子稳定性,仍然潜伏在那儿,最终可能迫使我们放弃能量平衡这个概念。关于星球能源的很多争论,这儿不再涉及。我之所以谈到它们,主要是为了强调,尽管在原子理论中新近有许多进步,我们仍然必须准备迎接新的惊奇。"

在玻尔讲座七个月之后,轮到泡利出场了。

4. 泡利的新粒子。当1946年初我在尼尔斯·玻尔的哥本哈根家中第一次遇到泡利时,他非常友好地邀请我第二天晚上到克罗格氏鱼餐馆去吃饭。在用餐的过程中,我第一次目睹了他那哈西德(犹太)教派的风尚,上身有节奏地轻微来回摇摆,脑子里似乎想着什么事。他开始说他很难决定下一步再去研究哪一个物理难题,又加上一句"也许那是因为我知道得太多"。沉默一下,摇摆得更厉害。然后问:"你知道得很多吗?"我笑着说,不,我知道得不多。泡利在认真思考我的回答时沉默了一会,然后说:"是的,也许你知道得不多,也

314

许你知道得不多。"过了一会儿又先后用德语和英语说："我知道得很多。"这是用泡利的风格讲述的，没有攻击的含意，只是在叙述事实。

以后几年在苏黎世和普林斯顿，我常见到泡利，一直到 1958 年他去世前不久。我们还通信。在我珍爱的回忆中有这样的情景，一次小的聚会上——包括泡利和我自己——在高等研究所后边的场地上砍树。我仿佛仍然能看到泡利踏着泥靴，穿一件灰色的汗衫，戴一顶巴斯克式的贝雷帽的样子；他拿着一根撬棍，那样子就好像它是一根主教的牧杖；当他看到别人锯倒一棵树时就轻轻地摇晃。

在我们频繁的交流中从未提起中微子的早期情况，我们太热衷于当时的物理学了；尽管有许多机会，我也未曾与玻尔讨论过那个时期的问题。所有我知道的有关泡利假设的事，都是以后几年从书上看来的。

在一封泡利去世前 2 个月给德尔布吕克(M. Delbrück)的信中，他称中微子是"我生活在危机时期(1930～1931 年)的那个傻孩子——现在还是有些傻气"。[94] 由于难以(甚至经常不可能)把握人类的努力中的因和果，尤其是创造性活动中的因和果，我倾向于认为泡利个人的骚动时期与他陈述新假设的瞬刻之间，有重要的联系。他的性格与革命的步子不相一致。事实上，他在晚年曾评价自己说："在年轻的时候，我相信自己是一个革命者……[但]我是一个古典主义者，而不是一个革命者。"[95] 从个人的了解上，我同意这个自我评价。无论如何，有一个日期惊人地巧合。1930 年 11 月，泡利第一次短暂的不愉快的婚姻以离婚而告终。① 我们第一次得知他的新假设的时

---

① 关于这个信息我要感谢赫尔曼和冯·梅因。[96] 不久以前，泡利被他爱戴的母亲的去世弄得心绪不宁。在那个短暂的时期，他喝了过多的酒，同时还作荣格② 分析。他的第二次婚姻是与弗兰卡·伯特朗(Franca Betram)，他们在 1934 年 4 月结婚；这次婚姻是成功的并延续到他生命的终点。

② 荣格(Carl Jung，1875～1961)瑞士心理学家，精神病学家，1916 年发表《无意识心理学》，提倡分析心理学，是对认为生活失去意义的中老年患者进行心理治疗的先驱。——译注

间也是在这个星期。

在给德尔布吕克的信中,泡利回忆道:“那个傻孩子的历史……从[迈特勒]和埃利斯之间关于连续β能谱的那些激烈的讨论开始,就立刻唤起了我的兴趣。”他似乎总是把他的新思想第一个吐露给他的朋友海森伯;海森伯曾经十分清楚地表明,大胆的思想有时能取得高度的成功。无论如何,我所知道的最早提到这个新粒子的,是海森伯给泡利的一封日期为12月1日的信[97],信中提到“你的中子”。更详细的情况是在泡利12月4日给蒂宾根的放射性专家聚会的一封信中发现的。(信的主要部分如下)。[60]

315

亲爱的研究放射性的女士们和先生们:

考虑到N核和Li6核在统计上所出现的“错误”,以及在连续β能谱中出现的问题,我忽然想起了保留统计规律的“交换定律”①和能量定律。这就是,在原子核中有可能存在电中性的粒子,我将它叫做中子。它有1/2自旋并满足不相容原理;它与光量子还有一个不同的地方,就是它们不以光速运动。中子的质量应可能与电子质量有相同的数量级,无论如何不大于质子质量的0.01倍。——如果假设在β衰变中,中子是与电子一起发射出来的,连续β能谱就变得可以理解了。因为以这种方式发射,中子与电子的能量之和不变。

还有个问题,作用在中子上的是什么力?按波动力学的要求……我认为适用于中子的最可能的模型似乎是:中子在静止时是一个有一定磁矩μ的磁偶极子。实验似乎要求这样一个中子的电离作用不能大于γ射线的电离作用,因此μ值不可能大于$e\times10^{-13}$厘米。

目前,我不敢发表任何有关这方面的想法,但我相信你们,敬爱的放射性学家们。还有一个问题:如果中子有一个等于或大约强十倍于γ射线的穿透能力,我们怎样用实验证明?

我承认,我的想法似乎不可能成功,因为如果中子存在的话,人

---

① 维格纳定理:偶数(奇数)的自旋1/2粒子有整数的(半整数的)自旋并满足BE(FD)统计。

们很可能早已经找到它们了。但是只有勇敢的人才能取得胜利，关于连续β能谱的严峻形势，可以用我尊敬的德拜先生的话来说明。他最近在布鲁塞尔告诉我："哦，最好不要再去想它了，就像新的税收一样。"所以，人们必须认真讨论每一个为解决问题而提出的设想。——因此，敬爱的放射性学家们，请认真地检验和判断吧。遗憾的是，我个人不能亲自到蒂宾根来，因为我必须出席这里的一场舞会①，舞会在苏黎世举行，从12月6日晚上到7日……你们最恭敬的仆人，W.泡利。"

大约在这封信之后30年，人们才开始在文献中寻找含有对多种、有时是无限多种的新粒子预言的理论文章。但这是1930年，当时人们只知道三种粒子：电子、质子和光子。它们中只有一个(光子)是在理论基础上作了预言的。泡利不愿意仓促发表他的文章，既不是出于害羞也不能说是过分缄默。人们也不应该认为他所谓的"一条铤而走险的出路"(一个星期后他又重复了此话[98])这句话是过分戏剧性的。正如维格纳曾告诉我的那样，当他听到泡利的假定时的第一反应是：这是疯狂的——但是很有胆量。 316

让我们再仔细地看看泡利的信。他把他假定的粒子叫"中子"(我暂且叫它泡利中子)是十分自然的，"我们的"中子那时还不存在。显然(如人们所说的那样)，泡利把他提出的粒子看成是对原子核构成以及β衰变的难题的答案。然而他还不能禁止电子成为原子核的成分。泡利中子重量很小；质子仍然是核质量的重要提供者，电子仍然必须使核电荷保持中性。由此在他的初始想法中，原子核图象是一种"三品种模型"。泡利中子必须束缚在核物质上，电子也要作如此假设，因此他需要一个磁矩。泡利写信给克莱因时，对这一点非常明确[98]："现在是什么力作用在中子上关系重大，因为如果没有这些力或者如果这些力太弱，中子就不能停留在原子核里。"在那封信里他提出，以下适用于中子的狄拉克式的方程是"几乎唯一可能的模

① 在鲍尔·奥·拉克饭店举办的一个意大利学生的舞会。

型”。($F_{\mu\nu}$是电磁场,我稍稍改变了符号。)

$$(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + i\mu\gamma^\mu\gamma^\nu F_{\mu\nu} + \frac{mc}{\hbar})\psi = 0 \qquad (14.12)$$

但泡利又指出,这道方程可能引起麻烦:如果μ具有一个电子磁子的数量级,那么云室图应该“充满中子……因而我自己不十分相信中子的存在”——这是他缄默的另一个原因,我相信也是一个主要的原因。事实上泡利补充道:“我一直在考虑,万一中子概念是错误的,能量定律就会失效。”他没有停止仔细推敲自己的建议。一个月后他写信给克莱因:“我不能肯定中子一定存在,但是我的确认为这个假设应该得到认真的检验或者明确地给予反驳……如果单个的β过程的动量守恒能够以一种直接的方法揭示出来,我将非常高兴。困难当然存在于测定反冲原子的动量上……那将决定性地弄清楚中子是否存在。但是实验如何具体实施呢?”[99]

5. 1931～1936 年,部分年表。在 1931 年初,新的定律与新粒子的竞争显得十分突出。中微子如何胜过能量定律违背的假设,本章结尾处将作简要叙述。这个年表一直写到 1936 年,但是这几年主要的进展,如“中子”的发现、海森伯的原子核研究和费米的β衰变理论都没有包括进去,这些论题将留在第 17 章。

317 1931 年 6 月。6 月 16 日泡利在帕萨迪纳的由美国物理学会和美国科学促进协会联合组织的关于“核结构问题的目前状况”的专题研讨会上,作了“超精细结构”的演讲。[100]对那次会议泡利曾回忆道:“我第一次公开报告我对穿透性很强的中性粒子的想法……然而,我觉得一切仍然非常不确定,我也没有让我的演讲印出来。”[60]第二天,泡利第一次上了《纽约时报》:[101]“当瑞士苏黎世工学院的 W. 泡利博士假设他命名为‘中子’的粒子或实体存在时,处于原子心脏的一位

新居民今天被介绍到物理学世界中来了。”①

在从加利福尼亚回来的路上，泡利在安阿伯停留了几天，与索末菲、克拉默斯和奥本海默在物理学暑期班作演讲。他讲的题目是“核物理学中的问题”。他也在学术讨论会上作了一个报告，论述他的新粒子。乌伦贝克告诉我，在报告以后没有讨论。“给我的影响极深，但也发现他讲的一切对我非常陌生”。

1931 年 10 月在罗马举行核物理学会议。在会上高斯密特——他也在帕萨迪纳讲了话——作了一个论述超精细结构的报告[103]，报告中提到泡利的中子，“它可以排除核结构中现在面临的困难，同时消除 β 能谱解释中的困难”。正当他作报告时(高斯密特告诉我)，泡利在会上出现了。泡利后来回忆在罗马会议上的两次难忘的经历：“可怕的独裁者，我不得不与墨索里尼握手”，还有，“费米要求我谈谈我的新想法，但我仍是小心翼翼，没有在公开场合……只是在私下谈论”。[104]玻尔在他作的“原子稳定性和守恒定律”的报告中也没有提到泡利的建议，这个报告是对玻尔关注的(以前描述过的)所有问题的一个全面的评价。[16]关于原子核，“实验证据[发现]一种直接的解释，其根据是所有原子核是由质子和电子所组成……相对论性量子力学的悖论……在这儿最尖锐地表现了出来”。最后他对未来的理论作了展望：“正如我们已被迫在物质的普通的物理和化学特性的原子论解释中放弃理想的因果律那样，为了说明原子组成自身的稳定性，我们可能被迫进一步放弃些什么。”

1932 年 1 月发现中子(现在人们通常所说的中子，不是泡利中子)。

1932 年 5 月，在一封给卢瑟福的信中，玻尔表示希望[105]未来的实验，“也许有可能解决这个基本问题……即能量可能是不守恒的”。

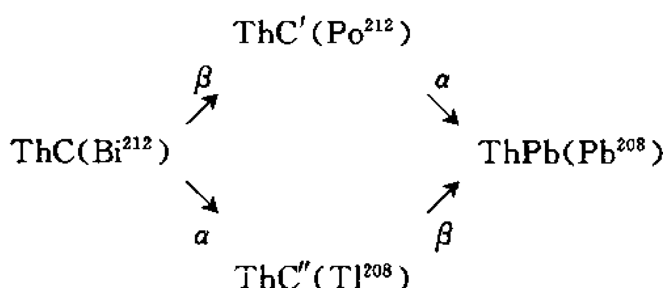
1932 年 7 月。费米在 7 月 7 日巴黎的一次会议上作了一个报 318

① 泡利在回忆[60]中说他在那时没有再次使用这个名字是不正确的，可见参考文献 102。

告[106],论述"原子核物理学目前的状况"。关于核自旋和统计,"人们必须永远记住,甚至量子力学的基本思想也有可能不再能应用于核内部的研究中"。费米注意到这些难题以及 β 衰变,可以利用泡利的仍然称之为中子的粒子来找到"一种简单的解释"。(在手稿完成后增加了一个注释,提到"新发现的那个"中子。)

1933 年 4 月,泡利致信布莱克特(P. M. Blackett)[107]时用了"中微子"的名称:"这个意大利名字(与中子相对照)是由费米命名的";也可参见参考文献 108。

1933 年 5 月。埃利斯和莫特写了一篇重要的论文。[109]如果原子核 P(能量为 E_P),经衰变变为原子核 $Q(E_Q)$,"我们作一个新的假设……$E_P - E_Q$ 等于 β 射线能谱的上限"。有了这个假设之后,他们讨论了钍系列中的分支



把 β 能量最大值加到单值的能量上,他们发现对于 ThC-ThPb 的能量差:上面的分支为 2.2+8.95=11.15MeV;下面的分支为 6.2+5.0=11.2MeV。与 β 衰变能量有关的某种东西是守恒的![110]① 一年后改进的测量确认了他们的结果。[111]

1933 年 6 月。泡利致海森伯:"我再次表示,我完全信仰能量定律"(重点号是我加的)。[113]

1933 年 7 月。泡利致海森伯。[114]他强调,对他来讲角动量守恒

① 同样在 5 月,对 β 衰变的理论(以狄拉克方程为基础)有一个中途夭折的尝试,其中能量不守恒。[112]

和统计学的守恒“几乎比能量和动量守恒定律更重要”。

1933 年 10 月。第七次索尔维会议。[115]埃利斯报告了[116]他与莫特的工作。[109]泡利讨论了中微子。“[玻尔的]假设看来不能令人满意，而我根本不相信。”他坚持能量、角动量和统计学“在所有基本过程中”都守恒。他把中微子有自旋 1/2 并服从 FD 统计，看作是“可相信的”，但指出这在实验上还未被证实。[117]再没有提到把中微子作为一种核的成分。佩兰评论道，相对论的运动学应用到镭 E 光谱后显示：“中微子像光子一样，有**零内禀质量**(zero intrinsic mass)。”(他加的重点号)。[118]①玻尔评论道：“只要我们没有新的实验数据，不放弃守恒定律是明智之举，但在另一方面，没有人知道还会有什么惊奇的东西在等待着我们。”[119] 319

费米在场，但没有参加衰变的讨论。在这次会议之后几个月，他就提出了他的理论。

1936 年 6 月。能量不守恒的假设无疑已经不再有人提出，没有任何说明它就消失了，甚至没有在一个预料不到的方向上的最后一次闪光。

早在 1936 年，人们在实验基础上[120]宣布，当守恒定律被应用到康普顿效应上时，总有什么东西出了错。这时候，狄拉克进入了竞技场。[121]在一篇标题为《在原子过程中能量守恒成立吗？》的文章中，他写道，这些实验“要求它们在 BKS 理论的思路上，解释某些东西。(见本节第 2 部分)这样，物理学现在正面临着的前景是，基本理论必须要有一个戏剧性的改变……”他继续建议，在涉及高速的过程中，能量和动量一般不守恒。现存理论中应该放弃什么东西呢？“我们要放弃的唯一的重要部分是量子电动力学……我们可以毫无遗憾地放弃它——事实上，考虑到它的极端复杂性，大多数物理学家都很高兴看到这个结局。”

---

① 佩兰不是这样说的，但他肯定用统计权重因子描述了光谱分布——一个非常光辉的思想。

造成这样激烈说法的隐因,首先是那个量子场论的状况让许多人都感到绝望,虽然最强烈(和更持久)地感到绝望的也许不是别人,正是狄拉克自己。确实,正电子的预言和随后的发现消除了20年代末期有关狄拉克方程的许多问题和悖论——包括克莱因悖论。同时新的困难又出现了。所有这些都是在以后章节中将要详细讨论的问题。

1936年,弗里希在哥本哈根写道康普顿散射如何"引出极度使人苦恼的讨论,这场讨论使人们更加清楚:康普顿散射不能与[BKS假设]那些早期以来取得的物理学进展协调一致"。[122]幸运的是这种混乱没有持续太久。很快,进一步的实验(包括由原先的支持者做的一个实验)表明[123],守恒定律没有什么问题。①

正是由于狄拉克的评论,迫使玻尔采取了一种公共的立场。1936年7月,在一篇题为《量子理论中的守恒定律》的短文中[125]他这样做了。他最后一次提到BKS理论,不过把它当作一件过去了的事情:"形势与今天的情况十分不同。"在评论了测量问题后,他指出,"狄拉克在这次讨论中所强调的量子电动力学中仍未解决的困难,决不能归因于量子论和相对论之间的任何不相容。"1929年玻尔对量子力学发动了挑战,而狄拉克保卫了它。现在角色来了一次调换。 320

最后,玻尔抓住机会表明他坚定地站在中微子假设这一边:"人们可以注意到,守恒定律的严格有效性在原子核发射β射线问题中受到严重怀疑的基本理由,基本上都消除了。这是因为迅速增加的有关β射线现象的实验证据,与费米理论对泡利中微子作出的非同一般的发展中得到的结论,非常相符。"

争论终于停止了。就守恒原理而论,在β衰变中似乎再没有什么新的东西了。

那种见解在20年之后却又戏剧性地发生了变化。

① 关于以后更精密的测量见参考文献124。

Sources

A detailed discussion of the proton-electron model is found in an article by Stuewer.[10] Pauli's recollections about the history of the neutrino are found in Ref. 60. A brief informative article on the neutrino by L. M. Brown is also recommended.[126] Pauli's scientific correspondence[62] is a treasure trove.

References

1. E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc. A* **90**, 1914, insert after p. xxiii.
2. E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc. A* **123**, 373, 1929.
3. *Nature* **106**, 357, 1920.
4. G. Gamow, *Zeitschr. f. Phys.* **51**, 204, 1928; R. W. Gurney and E. U. Condon, *Nature* **122**, 439, 1928.
5. E. Rutherford, J. Chadwick, and C. D. Ellis, *Radiations from radioactive substances*, Cambridge Univ. Press 1930.
6. Ref. 5, p. 404.
7. G. Gamow, *Constitution of atomic nuclei and radioactivity*, Clarendon Press, Oxford 1931.
8. H. Casimir, *Haphazard reality* p. 117, Harper and Row, New York 1983; also C. Weiner, interview with G. Gamow, April 25, 1968, Niels Bohr Library, Am. Inst. of Phys. New York.
9. Ref. 7, p. 5
10. R. H. Stuewer, in *Otto Hahn and the rise of nuclear physics*, Ed. W. R. Shea, p. 19, Reidel, Boston 1983.
11. C. N. da C. Andrade, *Proc. Phys. Soc. London* **36**, 202, 1923.
12. F. Rasetti and E. Fermi, *Nuovo Cim.* **36**, 226, 1926, repr. in *Enrico Fermi collected works*, Vol. 1, p. 212, Univ. of Chicago Press 1962.
13. T. Kuhn, interview with F. Rasetti, April 8, 1963, Niels Bohr Library, American Institute of Physics.
14. R. W. Gurney and E. U. Condon, *Phys. Rev.* **33**, 127, 1929; cf. also J. Kudar, *Zeitschr. f. Phys.* **57**, 259, 1929; **60**, 168, 1930.
15. Cf. H. Bethe and R. Bacher, *Rev. Mod. Phys.* **8**, 82, 1936, Sections 3, 38.

16. N. Bohr, in *Convegno de Fisica Nucleare, October 1931*, p. 119, Reale Accademia d'Italia, Rome 1932.

321 17. R. de L. Kronig. *Nature* 117, 550, 1926.

18. R. Frisch and O. Stern, *Zeitschr. f. Phys.* 85, 4, 1933; I. Esterman and O. Stern, ibid. 85, 17, 1933; I. I. Rabi, J. M. B. Kellogg, and J. R. Zacharias, *Phys. Rev.* 46, 157, 1934.

19. G. Herzberg, *Molecular spectra and molecular structure*, 2nd edn, p. 169, van Nostrand, New York, 1950.

20. L. S. Ornstein and W. R. van Wyk, *Zeitschr. f. Phys.* 49, 315, 1928; also W. R. van Wyk, ibid. 59, 313, 1930.

21. R. de L. Kronig, *Naturw.* 16, 335, 1928; also ibid. 18, 205, 1930; cf. further S. D. Bryden, *Phys. Rev.* 38, 1989, 1931.

22. R. de L. Kronig and S. Frisch, *Phys. Zeitschr.* 32, 457, 1931.

23. H. Schüler and H. Benck, *Zeitschr. f. Phys.* 56, 291, 1929; see also L. Pauling and S. Goudsmit, *The structure of line spectra*, p. 222, footnote, McGraw-Hill, New York 1930.

24. Ref. 19, p. 88.

25. F. Rasetti, *Proc. Nat. Ac. Sci.* 15, 515, 1929; also *Nature* 123, 757, 1929; *Phys. Rev.* 34, 367, 1929; *Zeitschr. f. Phys.* 61, 598, 1930.

26. J. C. McLennan and J. H. McLeod, *Nature* 123, 160, 1929.

27. W. Heitler and G. Herzberg, *Naturw.* 17, 673, 1929.

28. P. Güttinger and W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* 67, 743, 1931.

29. J. Dorfman, *Comptes Rendus* 190, 924, 1930.

30. J. Dorfman, *Zeitschr. f. Phys.* 62, 90, 1930.

31. V. Ambarzumian and D. Iwanenko, *Comptes Rendus* 190, 582, 1930.

32. C. D. Ellis and W. A. Wooster, *Proc. Cambr, Phil. Soc.* 22, 849, 1925.

33. E. Rutherford, *Nature* 95, 494, 1915.

34. J. Danysz, *Comptes Rendus de la Soc. des. Sc. de Varsovie*, Fasc. 8, 1916.

35. K. Hutchison, J. Gray, and H. Massey, *Obit, notices Fell, Roy. Soc.*

27, 199, 1981.

36. C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc.* A **99**, 261, 1921.

37. E. Rutherford, H. Robinson, and W. F. Rawlinson, *Proc. Roy. Soc.* A 28, 281.

38. C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc.* A **101**, 1, 1922.

39. C. D. Ellis and H. W. B. Skinner, *Proc. Roy. Soc.* A **105**, 60, 165, 185, 1924.

40. L. Meitner, *Zeitschr. f. Phys.* **9**, 131, 1922.

41. L. Meitner, *Zeitschr. f. Phys.* **9**, 145, 1922.

42. L. Smekal, *Zeitschr. f. Phys.* **10**, 275, 1922.

43. Ref. 40, p. 131, footnote.

44. C. D. Ellis, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **21**, 121, 1922.

45. C. D. Ellis, *Zeitschr. f. Phys.* **10**, 303, 1922.

46. L. Meitner, *Zeitschr. f. Phys.* **11**, 35, 1922.

47. L. Meitner, Ref. 40 and *Zeitschr. f. Phys.* **26**, 169, 1924; 34, 807, 1925.

48. J. Chadwick and C. D. Ellis, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **21**, 274, 1922.

49. J. Chadwick, *Verh. d. Deutsch. Proc. Ges.* **16**, 383, 1914.

50. Cf. O. Hahn and L. Meitner, *Zeitschr. f. Phys.* **26**, 161, 1924; L. Meitner, *Zeitschr. f. Phys.* **26**, 169, 1924.

51. L. Meitner, *Zeitschr. f. Phys.* **19**, 307, 1923.

52. M. Curie, *J. de Phys. et le Rad.* **7**, 97, 1926.

53. B. G. Petterson, in *Alpha-, beta-, and gamma-ray spectroscopy*, Ed. K. Siegbahn, Vol. 2, p. 1579, North Holland, Amsterdam 1965.

54. L. Bastings, *Phil. Mag.* **48**, 1075, 1924.

55. C. D. Ellis and W. A. Wooster, *Proc. Roy. Soc.* A **117**, 109, 1927.

56. O. Frisch, *Biogr. Mem. Fell. Roy. Soc.* **16**, 408, 1970.

57. L. Meitner and W. Orthmann, *Zeitschr. f. Phys.* **60**, 143, 1930.

58. C. D. Ellis, *Proc. Phys. Soc. London* **50**, 463, 1938.

59. N. Bohr. *J. Chem. Soc.* **135**, 349, 1932.

60. W. Pauli, letter to a physicist's gathering at Tübingen, December 4, 1930, repr. in *W. Pauli, collected scientific papers*, Eds, R. Kronig

322

and V. Weisskopf. Vol. 2, p. 1313, Interscience, New York 1964.

61. G. P. Thomson, *Nature* 122, 279, 1928.
62. W. Pauli, letter to O. Klein. February 18, 1929, repr. in *Wolfgang Pauli, scientific correspondence* (referred to as '*PC*' below), Eds. A. Hermann, K. von Meyenn, and V. Weisskopf, Vol. 1, p. 488, Springer, New York 1979.
63. A. Einstein, *Ann. der Phys.* 20, 199, 1906.
64. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 19, Section (d), Oxford Univ. Press 1982.
65. Ref. 64, Chapter 22.
66. A. Einstein, letter to J. J. Laub, November 4, 1910.
67. A. Einstein, letter to J. J. Laub, November 7, 1910.
68. A. Einstein, *Proc. first Solvay conference*, pp. 429, 436, Gauthier-Villars, Paris 1912.
69. W. Nernst, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 18, 83, 1916.
70. C. G. Darwin, Handwritten manuscript dated July 1919, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
71. A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, 3rd edn, p. 311, Vieweg, Braunschweig 1922.
72. N. Bohr, H. A. Kramers, and J. C. Slater, *Phil. Mag.* 47, 745, 1925.
73. W. Pauli, letter to N. Bohr, October 2, 1924; *PC*, Vol. 1, p. 163.
74. A. H. Compton and A. W. Simon, *Phys. Rev.* 26, 889, 1925.
75. A. Pais, 'Conservation of energy', in Proc. conf. on the history of scientific ideas, Sant Felice de Guixols, Spain, September 1983, to be published.
76. N. Bohr. *J. Chem. Soc.* 135, 349, 1932.
77. W. Pauli, letter to N. Bohr, March 5, 1929, *PC*, Vol. 1, p. 493; cf also W. Heisenberg and W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* 56, 61, 1929.
78. N. Bohr, letter to N. F. Mott, October 1, 1929, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
79. E. Rutherford, letter to N. Bohr, November 19, 1929, copy in Niels

Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
80. L. Meitner, *Phys. Zeitschr.* 30, 515, 1929.
81. W. Pauli, letter to N. Bohr, July 17, 1929, *PC*, Vol. 1, p. 512.
82. N. Bohr, *β-ray spectra and energy conservation*, unpublished, dated summer 1929, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys, New York.
83. G. P. Thomson, *Phil. Mag.* 7, 405, 1929.
84. Cf. N. Bohr, *Nature* 121, 580, 1928, esp. p. 590.
85. Cf. F. G. Houtermans, *Erg. Ex. Naturw.* 9, 123, 1930; C. Enz. in *The physicist's conception of nature*, Ed. J. Mehra, p. 785, Reidel, Boston 1973.
86. N. Bohr, letter to W. Pauli, July 1, 1929, *PC*, Vol. 1, p. 507.
87. W. Pauli, letter to N. Bohr, July 17, 1929, *PC*, Vol. 1, p. 512.
88. O. Klein, *Zeitschr. f. Phys.* 53, 157, 1929.
89. N. Bohr, letter to P. A. M. Dirac, November 24, 1929, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
90. P. A. M. Dirac, letter to N. Bohr, November 26, 1929, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
91. N. Bohr, letter to P. A. M. Dirac, December 5, 1929, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys, New York. 323

92. P. A. M. Dirac, letter to N. Bohr, December 9, 1929, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
93. N. Bohr, letter to P. A. M. Dirac, December 23, 1929, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
94. W. Pauli, letter to M. Delbrück, October 6, 1958, *PC*, in preparation.
95. Statement by W. Pauli to R. Jost (Jost, private communication).
96. A. Hermann and K. von Meyenn, *PC*, vol. 2, Springer, New York 1985.
97. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, December 1, 1930, *PC*, Vol. 2, p. 37.
98. W. Pauli, letter to O. Klein, December 12, 1930, *PC*, Vol. 2, p. 43.
99. W. Pauli, letter to O. Klein, January 8, 1931, *PC*, Vol. 2, p. 51; cf.

also W. Pauli, *Phys. Zeitschr.* **32**, 664, 1931.

100. W. Pauli, *Phys. Rev.* **38**, 579, 1931.
101. *New York Times*, June 17, 1931.
102. *Science* 74, 111, 1931.
103. S. Goudsmit, Ref. 16, p. 41.
104. W. Pauli, letter to F. Rasetti, October 6, 1956, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
105. N. Bohr, letter to E. Rutherford, May 2, 1932, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys. New York.
106. E. Fermi, in *Comptes rendus du congrès international d'électricité*, Ed. R. de Valbreuze, lst section, p. 798, Gauthier-Villars, Paris, 1932.
107. W. Pauli, letter to P. M. S. Blackett, April 19, 1933, *PC*, Vol. 2, p. 158.
108. G. Gamow, *Thirty years that shook physics*, p. 141, Doubleday, New York 1966.
109. C. D. Ellis and N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc. A* **141**, 502, 1933.
110. Cf. also G. Beck, *Nature* 132, 967, 1933.
111. W. J. Henderson, *Proc. Roy. Soc. A* **147**, 572, 1934.
112. G. Beck, *Zeitschr. f. Phys.* **83**, 498, 1933; G. Beck and K. Sitte, *Zeitschr. f. Phys.* **86**, 105, 1933.
113. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, June 2, 1933, *PC*, Vol. 2, p. 166.
114. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, June 14, 1933, *PC*, Vol. 2, p. 184.
115. *Structure et propriétés des noyaux atomiques*, Gauthier-Villars, Paris 1934.
116. Ref. 115, p. 284.
117. Ref. 115, pp. 324—5.
118. Ref. 115, p. 327; also F. Perrin, *Comptes Rendus* **197**, 1625, 1933.
119. Ref. 115, p. 328.
120. R. S. Shankland, *Phys. Rev.* **49**, 8, 1936.

121. P. A. M. Dirac, *Nature* 137, 298, 1936; cf. also E. J. Williams, ibid, p. 614; R. Peierls, ibid, 904.

122. O. Frisch, in *Niels Bohr*, Ed. S. Rozental, p. 139, North Holland, Amsterdam 1967.

123. H. R. Crane, E. R. Gaerttner, and J. J. Turin, *Phys. Rev.* **50**, 302, 1936; J. C. Jacobsen, *Nature* 138, 25, 1936; W. Bothe and H. Maier-Leibnitz, *Zeitschr. f. Phys.* **102**, 143, 1936; R. S. Shankland, *Phys. Rev.* **52**, 414, 1937.

124. W. G. Cross and N. Ramsay, *Phys. Rev.* **80**, 929, 1950.

125. N. Bohr, *Nature* 138, 25, 1936.

126. L. M. Brown, *Physics Today*, September 1978, p. 23.

15. 量子场,或者说粒子是如何产生和如何消失的

(a)弹子游戏的结束

基本过程的特性……看来似乎不可避免地形成一种真正量子化的辐射理论。

A. 爱因斯坦于 1917 年[1]

在第 1 章,我曾给出了为什么把现在叙述的内容划分成历史和回忆两部分的一些理由。本书也以不同方式分成两部分:量子场论诞生以前的岁月和量子场论诞生以后的岁月。除了第 14 章中的部分例外,所有在此以前的章节讨论的都是 1926 年末以前的研究,当时相对论和量子论在粒子和场的理论中还没有开始联合起来发挥作用。当粒子物理学要求它自己独特的语言时,以量子场论的到来为标志,开始了对物理学新的冲击。从那时开始,粒子理论变得更加专业并受到更多关注,一个新的中心议题出现了:量子场论的预言究竟怎么样?这是本书包括本章在内的余下部分的主要议题。如读者将要看到的那样,混乱和洞见将继续不断地交替,不过由此开始的种种迂回曲折,主要发生在一个紧凑的理论框架——量子场论之中。

在一个无法预见的时刻,(量子力学告诉我们),一个被激发的原

子通过发射光子跃迁到它的基态。在这时刻以前光子在什么地方呢？它哪里都不在；它是在跃迁的行为中创生的。

在一个无法预见的时刻，一个β放射性核衰变成为另一个核、一个电子和一个中微子。在这时刻以前电子和中微子在什么地方呢？它们哪里都不在：它们是在β衰变的行为中创生出来的。

一个原子吸收一个光子而进入激发态。在吸收以后，光子呆在哪里呢？它哪里都不在；它灭绝了，湮没了。

有没有一个用以描述粒子是如何产生又是如何消失的理论框架 325 呢？有，那就是量子场论。它是一种语言、一种技术，用以计算各种粒子如光子、电子、正电子、质子、介子以及其他粒子的产生、湮灭和散射的几率，其方法至今仍具有逐步求近的特点。尚未获得以上提到的任何过程的几率的严格表达式。量子场论要求修正束缚态系统能级的位置，但同样没有得到精确结果。氢原子还有一个薛定谔方程，但在量子场论中也不是精确可解的。事实上，在被描述的意义上，氢原子不再能被认为正好由一个质子和一个电子所组成。实际上它包含着无限多的粒子。

在量子场论中，狭义相对论的假设和量子力学的假设被不加改动地接过来，并被综合起来；它也许并不完美，但它不容置疑地是前进中正确的一步。这一理论，至今还没有让位于把广义相对论的原理与量子力学的原理统一起来的企图。量子场论是用来理解物质结构和描述基本进程的最终的框架吗？也许是，也许不是。

在它相对短暂的经历中（半个世纪多一点），这个理论，或不如说这一类的理论，已经经历了几次激变。开头（20 年代末 30 年代初）是灿烂的。对于像康普顿散射（克莱因一仁科公式）、电子一正电子对的产生、以及其他过程的理论预言与实验符合得非常好，然而，计算却只能截止在第一阶近似（以后再详细定义）。对这种近似的“修正”，十分不幸。电子的质量和电荷，以及人们所知的任何电磁过程的几率的计算结果都是无限大。因此难怪在 30 年代，这整套方法都深受怀疑，尤其是其创立者狄拉克，他相信一定出了严重的差错。在

40 年代后期发展了一种新的方法，称为重整化方案，它回避这些无限大，并从高阶的修正中提取物理学的信息。结果是人们正在探索的这个理论虽然不完善，但比以前的要好得多，它能与实验符合到一个空前未有的精度——但至今仅仅只有电磁过程可以如此。

这时，第一个介子已被发现，一个新的理论分支开始发展起来——介子场论。在 40 年代末期，有过一阵短暂的高度期望，认为在相互作用中适用于光子的好的方法，会同样适用于介子。由于以后有待解释的一些理由，这些假象迅速地破灭了。激情之后，接着是又一次绝望。在 50 和 60 年代的大部分时间里，许多专家认为就核过程（介子散射、核力，等等）而论，量子场论是一种失败的、无望的事业。

326

在同一时期，一种新的探索开始了，人们提出公理化场论。它的提出者问：当我们谈论量子场论时，我们知不知道我们指的是什么？也许我们在探索时缺乏批判？人们总是把适用于有限自由度系统的量子力学的规则应用到场，而在场中，自由度的数目总是无限的。他们对第一个问题的回答是："不知道"，对第二个问题的回答是："缺乏批判"，并且着手引进并研究附加的原理（随着时间的进展越益精致），这些附加原理不违反"通常"的量子力学（以及狭义相对论）的原理；补充它们是为了克服场问题的困难。在这个绝望的非常时期，公理化方法在某些方面开始繁荣并产生极其重要的和强劲的结果——然而，这一方法在计算那些与实测相符的量中，没有（现在仍然没有）能帮上一点忙。这样，公理化和不够精确但为大多数人追随的道路之间有了裂隙，此后这条裂隙变得相当窄，但还是没有闭合。

在 70 年代，量子场论（通常种类的）再一次出人意料地在电弱统一、量子色动力学及其他类似课题的应用中，显示了新的生命力。

在以上几段中，我非常简要地列出了本书其余部分的全貌。现在转到本章要详尽叙述的主要论题，即量子电动力学的最初开端。由于量子场论的这个最老的分支是唯一产生于早就熟悉的经典场论的，并且从某种意义上讲，它始于旧量子论，所以我首先对旧时代作

一简短的回顾。

把 19 世纪初现代化学的开端看成是古代的思辨和对物质精细结构严格的科学探究之间的跃迁，这不算太精确，但也差得不太远。在此期间，化学家之间和物理学家之间常常激烈地争论，大多数的意见一直分歧，后来人们逐渐明确认识到，必须认真对待原子。[①] 持这样信念的一些人开始估计原子量和原子大小这两个参数，它们似乎完全可以确定一个给定原子。这样，有了某些经受住考验的结果后，认真的弹子游戏开始了。在这个游戏中，物质被认为是由许多小球组成的，它们会碰撞、链接或断开，但它们本身永远不变。麦克斯韦有这样的警句："(它们是)唯一的始终保持在它们最初存在时的那种精确的状态的物质性东西。"[3]

随着 19 世纪的逝去，把小孩子的弹子看成是物理学和化学中最小的实体越来越明显是错误的。光谱学指出，原子有可以活动的部分；放射性表明不是所有原子都保持在同一个精确的状态；电子和离子化机制的发现显示出有更小的物质单元存在。然而，弹子的射击继续着，现在电子是最小的新玩意儿，它的重量用 m，电荷用 e，半径用 a 作标记，a 定义为(c 是光速) 327

$$a=\frac{e^2}{mc^2} \tag{15.1}$$

它是深受洛伦兹喜爱的经典电子半径。正如在下一章中将要讨论的，量子场论的一个进步是放弃了所有把有限广度的 a 指派给电子的过时的论点。

在一些游戏中，胜利依靠你把对手的弹子击出局外的能力。这个过程一般不会发生被击破的情形(弹性碰撞)，但偶尔靶子或者弹子、或者两者会破碎(非弹性碰撞)。不管哪一种状况，能量、动量和角动量都是守恒的。在难以置信的好的近似情形中，质量也会守恒。

---

① 参考文献 2 简述了这些发展，并参考了有关这一课题的更详细的专题文章。

所有适用于宏观物体的定律对于小的粒子也同样地适用。直到1905年，游戏规则被一种新的运动学即狭义相对论改进了。动量和角动量守恒保持有效，但是质量乘以 c^2 被承认是一种特别的能量形式，这样就可以把能量和质量两种守恒定律合而为一。一个自由粒子的能量 E、动量 p、和质量 M 之间的联系采取新的形式

$$E^2 = c^2 p^2 + M^2 c^4 \tag{15.2}$$

与之相应的是，粒子的质量更严格地定义为一个粒子在静止时观察到的(能量/c^2)。

因为狭义相对论告诉我们，物质只是能量的许多形式中的一种，在适当条件下，一些物质有可能转换成其他种类的能量。爱因斯坦立刻认识到放射性能量的释放就可以这样解释。相似地，可以合理地推测出物质的湮灭来自辐射的大量释放，这样就解决了历史上长期令人头疼的星球能量起源的问题。可是，所有这些都只是缺乏动力学基础的唯象思考。

在粒子物理学的进化中，爱因斯坦的光量子建议的重要性不亚于他在1905年引进的狭义相对论。我已经指出过：物理学家曾如何使劲地否定分离的电磁能量包，以及光量子在被理解为一个粒子之前花了多么长的时间。遵守能量、动量和角动量守恒规则的光子参加进碰撞过程，就好像一个好的老式弹子一样。[①] 回忆起来，转折点是康普顿效应，即光子被电子弹开的弹性散射。弹子游戏结束了，但是，光子是如何“产生”的问题又出来了；例如，一个激发原子如何放射出一个光子。

328

这个问题在1913年就已经由玻尔首次提出，当时他正提出他的氢原子理论。然而玻尔把精力集中在稳定的原子状态的动力学上，故而把光子产生的详细机制的问题搁置一边。（我们在前面一章中看到，事实上他是给光子图象寻求替代物的最后的人之一。）第一次认真尝试在原子态的量子理论和辐射的量子理论之间架设一座桥梁

① 见第7章节5部分；第12章(a)节；14章(d)节第2部分，也见参考文献4。

则是在近 4 年之后，当时爱因斯坦老是默想着普朗克黑体辐射的含义，给出了自发辐射跃迁和诱发辐射跃迁的现象学讨论。[1,5,6]在工作的过程中，他提出了一些问题，它们成了向量子场论进军的真正起点。让我们来看看它们都是些什么问题。

爱因斯坦研究了与电磁辐射相互作用的一种原子气体的热平衡。令 $E_m>E_n$ 是 N_m，N_n 个原子各自占据的一对原子能级，进一步令 $\rho d\nu$ 是每单位体积在频率间隔 $d\nu$ 中辐射的平衡能量。爱因斯坦假设每个时间间隔 dt 中原子跃迁的数目 dW 将由下式给出

$$dW_{m\to n}=N_m(\rho B_{mn}+A_{mn})dt$$

$$dW_{n\to m}=N_n\rho B_{nm}dt \tag{15.3}$$

A_{mn}，B_{mn}，B_{nm}各自称作自发辐射系数、诱发(induced)辐射系数和诱发吸收系数。关于 A 和 B 系数，爱因斯坦评论道："如果我们具有一个用量子假设修改过的力学和电动力学，常数 A 和 B 就能直接计算出来。"[5]——他的方程可以理解为一种试探解而不是一个新理论的第一性原理。没有一个适用于 A 和 B 的理论，那么爱因斯坦如何设法借助于其他合理的知识推导出普朗克定律呢？我们在这里不需关心这些细节，[7] 而只需关心一个中间结果。他除了得到 $B_{mn}=B_{nm}$之外，还有

$$A_{mn}=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}B_{mn} \tag{15.4}$$

在这些研究的过程中爱因斯坦也指出(通过分析由于辐射而导致的 329 原子的布朗运动)，在自发辐射中光子的产生不仅伴随一份能量 $h\nu=E_m-E_n$，而且在某个方向取得一份动量 $h\nu/c$。正是这里所含有的意思令他不安。在他的论证里不能确定光子产生的时刻，也不能确定光子转折时所取的方向。"[这是]理论的一个弱点，它给基本过程的时间和方向留下了偶然性。"[7] 人们要求新的第一原理。"基本过程的特性……似乎使得系统地阐述一个真正的辐射的量子化理论成为不可避免的。"[1]

那不是量子力学的弱点而正是它的威力所在，它必然给某些基

本过程的时间和方向留下偶然性。单个事件不服从经典的因果性原理。用爱因斯坦的话来说,在海森伯和薛定谔给予我们"一种在量子假设意义上修改了的力学"之后,事情就变得越来越明白了。然而,正如爱因斯坦曾正确地预见的那样,对于计算 B 系数,尤其是 A 系数,这只是一个必要但不充分的条件。因此,电动力学也必须修改。

最后的一步,标志着量子场论的开端。

最早提到量子电动力学是在 1925 年秋。在论量子力学的第二篇论文中,已经有一处提到"矩阵电动力学"。被称为场量子化或二次量子化的物理学思想,其第一次清晰陈述[1]也要从 1925 年算起。我将在(b)节讨论这些来自哥廷根的早期贡献。然而直到 1926 年末,当时在哥本哈根的狄拉克才在一篇论文的结尾处,从第一原理计算出 A 系数和 B 系数,从而为量子理论奠定了系统的基础。开始,本章中心人物狄拉克以为他的新理论禁止光子散射。那时候,二阶微扰还不存在!于是他发明了它,并在前面文章的续篇中给出了光子散射理论。在(c)节将讨论这两篇文章。然后在(d)节讨论二次量子化和量子统计之间的联系。(e)节概括了对理论的相对论不变性和规范不变性的最早的工作。我们向主要的人物致敬:约旦,第一个看到二次量子化适合于 BE 和 FD 两种统计;狄拉克,创立了他的专业术语;约旦、海森伯和泡利率先提出该理论的相对论性公式;戈登(Walter Gordon),最早用现代形式写下规范不变性原理;韦尔,首先看到规范不变性与电荷守恒之间的联系;还有海森伯和泡利,用相对论不变性和规范不变性来制造一种理论工具,它几乎专门用于 20 世纪 30 年代,并命名为库仑规范。

330 (f)节讨论了一个与前面没有联系(或更确切地说是在那个时候还没有联系)的课题,它就是 13 章(e)节狄拉克思考电子方程的继

① 我不太喜欢这第二个名称,因为它可能会给出错误的印象,似乎作用量子在同一理论中被引进了两次。

续。为了解决那道方程的负能解所引起的明显的困难，狄拉克提出正电子假设，并且认识到(在 1929 年 12 月给玻尔的一封信里第一次提到)光子在一个电子上的散射不是一个二体问题，而是一个无限多体的问题。这节以安德逊的正电子发现作结尾。很可能[7a]其他人在安德逊以前就已经看到了正电子。但是话要说回来，在牛顿发现引力定律之前，许多人就已经看到苹果从树上掉下来。

也许应该这样说，1927 年初狄拉克发表的两篇论文标志着物质结构的理论研究开始成熟。确实，那时候表面现象刚刚浮现出来。仍然只有 3 种粒子：电子、中子和光子；只有一个量子场：电磁场。而且，从现在的标准来看，20 年代末提出的新的理论框架，看起来有那么点儿原始。不过，那时已经奠定了今日粒子理论中的许多问题的主要基础。

在这些事件以后许多年，海森伯——建立量子场论的创始人之一——被问到量子电动力学的早期情况如何时，他回答："你知道，它不像量子力学，在量子力学中所有事情出现得比我期望的更为简单而且更加好。当你以某种方式接触它时，就会有一个令人讨厌的困难，最后呢，你发现'嘿，就这么简单？'而在电动力学中，它不会变得简单。是的，你可以研究这个理论，但是永远不会变得那么简单。"[8]

到了今天，情况仍然没有改变。在开始，要吸收狭义相对论性或非相对论性的量子力学的概念可能就不那么容易。然而，在学术水平上，这些理论比起量子场论来说就像是小孩子的游戏。量子场论已发展成为一门利用数学工具的学科，这些数学工具甚至对于专业人员都常常是令人生畏地复杂。随着时间的延伸，量子场论可以说有了它自己的生命。以后几年有重大进展，这不仅仅是因为惊人的新的实验发现，不仅仅是因为引入了根本性的新的理论思想，而且还因为几次出现了这种情况：量子场论的内容比预期的要丰富得多——在某些方面类似于广义相对论在经典理论中的情况。新的洞见不仅来自新的方程，而且在处理老方程时有更好的领会。

331 还有一个问题,在我们深入探究物质秘密的历史过程中,必须认识量子场论的内寿命。这必然引出一个高度专业性的论题。我将讲述这些问题,但是只讲到我们能进一步理解什么是粒子以及作用在它们之上的是些什么力为止。因此,接下来的并不是量子场论的一部面面俱到的历史。然而我希望它不仅仅是这课题中的一篇粗略的小品。为了努力适应那些对技术细节可能兴趣不大的读者,我把它的一部分内容放在一个附录的(g)节中。而且,我可以时常介绍一些基本上与本书同时代的教科书,而合理地减轻我的任务。这一章的结尾是,我发现一份特别有用的关于重整化之前量子场论历史的参考文献的清单。

(b)序幕:哥廷根

量子力学诞生才两个月,文献中就出现了量子电动力学的第一个暗示,即玻恩和约旦 1925 年 9 月的论文[9,10]。在这篇论文中他们也指出海森伯的古怪算法就相当于一种矩阵力学。在那篇论文的最后一节中,我们读到:"真空中的电磁过程能够用平面波的叠加来描述。我们把这种平面波的电和磁的场强 $\vec{E}$,$\vec{H}$ 看做是矩阵,它的元素是简谐振动的平面波;例如,对一个适当选择的坐标系

$$E=E_{nm}\exp 2\pi i\nu_{nm}\left(t-\frac{x}{c}\right) \tag{15.5}$$

……麦克斯韦方程将作为矩阵方程保留下来。"这是第一个被作者们称之为"矩阵电动力学"的方程,它的出版具有历史性的影响。然而,玻恩和约旦对于 E_{nm} 和 ν_{nm} 可能是什么东西没有给出任何暗示。他们只是注意到(附录,注解 1)一个纯辐射场的能量密度算子 W 的一些特性:

$$W=\frac{1}{2}(\vec{E}^2+\vec{H}^2) \tag{15.6}$$

其中场 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 可以被写成

$$\vec{E}=-\frac{1\partial\vec{A}^{tr}}{c\partial t} \tag{15.7}$$

$$\vec{H}=\text{curl}\,\vec{A}^{tr} \tag{15.8}$$

其中 $\vec{A}^{tr}$ 是横向矢势(transverse vector potential)，即

$$\text{div}\,\vec{A}^{tr}=0 \tag{15.9}$$

只过了一个月，海森伯就写信给泡利："约旦为我们的论文做了一些事，他用新理论计算本征振动的统计行为。……在新的理论里，约旦声明人们得到了正确答案[能量涨落的答案，见下]……并且相信在我们的计算与玻色统计之间有一个类比关系。我对此有点儿不高兴，因为我对统计了解得不够，不能判断是否真有什么关系。"海森伯所提到的论文[12]就是玻恩－海森伯－约旦合作的论文，完成于1925年11月。如果从表面来理解海森伯的话，好像是约旦第一个想到了二次量子化。①　332

在三人文章中讨论的统计问题已由爱因斯坦在1909年首次提出[14,15]：在一个充溢热平衡状态的电磁辐射的空腔内，能量涨落是什么？为推导涨落的一道公式(附录，注解2)，爱因斯坦引入了普朗克的辐射定律。现在的问题是，在1925年人们能不能不引入普朗克公式而从量子力学的第一原理推导出同样结果？

要评价玻恩、海森伯和约旦所做的跳跃，最好是从他们对德拜早期工作的批判开始。因而，我最后一次在本书中把读者带回到旧量子论。

1906年，当爱因斯坦再次分析普朗克对其定律的推导时指出，物质振子的能量"只能采取 $h\nu$ 的整数倍数值；在发射或吸收中[这]能量以 $h\nu$ 的倍数跳跃着改变。"[16]这是简单动力学系统中量子规则最老的例子。1910年，德拜把爱因斯坦的结果应用到一组无耦合的振子上，它们代表了一个空腔中的电磁场振动；也就是说，他引进了这样一个规定[17]：一个带有基本频率 ν 的振子所唯一允许的能量由

① 约旦曾在一年以前做过旧辐射量子论的工作(不怎么成功)。[13]

下式给出

$$E_n = nh\nu, \qquad n=0,1,2\cdots\cdots \tag{15.10}$$

从这个假设出发,他只用了几行字就推导出了普朗克定律(附录,注解 3)。利用相同方法似乎也能直接推导出爱因斯坦的涨落公式(附录,注解 3)。1919 年他确实做了这样的尝试,但是得到灾难性的结果:用这种方法不能重新得到爱因斯坦的涨落公式。[18]

于是,当 1925 年玻恩、海森伯和约旦从量子力学得到爱因斯坦的结果时,他们当然认为这“尤其促进了这一理论的进一步发展”。[12] 两年之后,泡利在他的论量子电动力学的第一篇论文的开头评论说:这个结果“似乎能够肯定,沿着这些路线,应该能够达到实质性的进展”。[19] 乌伦贝克告诉我,在莱顿这种处理涨落的方法也被视为量子力学早期的成功之一。①

333

在我看来,比讨论涨落更重要的是他们对形式体系的再诠释,尽管只是附带作的评论。“在我们看来,[德拜的]波动理论概念和类光量子概念的融合,很难与问题的实质相符。”为此他们提出对(15.13)

① (1)实际上这三个人处理的是一维玩具模型,即长度为 l、两端固定的一段振动弦的能量涨落,在 x 点、时间 t 的弦位移 $u(x,t)$ 为

$$u(x,t)=\sum_{k=1}^{\infty} q_k(t)\sin\nu_k x \qquad \nu_k = k\frac{\pi}{l} \qquad k=1,2,\cdots\cdots \tag{15.11}$$

它把问题简化为一个具有坐标 $q_k(t)$ 的无限个无耦合振子的问题。使用适当的单位表示,总的能量是

$$H=\frac{1}{2}\sum_k (p_k^2+\omega^2 q_k^2), \qquad \omega = 2\pi\nu \tag{15.12}$$

或者,以对角的形式

$$H=\sum_k (n_k+\frac{1}{2})h\nu \tag{15.13}$$

这 1/2 的一项是零点能。$p_k = dq_k/dt$ 是对于 q_k 的共轭动量,所以(12.11)式就推广为

$$[p_i(t),q_j(t)]=\frac{h}{i}\delta_{ij} \qquad [p_i(t),p_j(t)]=[q_i(t),q_j(t)]=0 \tag{15.14}$$

(当 $i=j,\delta_{ij}=1$;当 $i\neq j,\delta_{ij}=0$)。这些对易关系在他们推导包含各个 p 和 q 的四次项的能量涨落中起着必不可少的作用。玻恩—海森伯—约旦对涨落的研究,并不是这个课题的最后定论。[20]

式的一种新的解释,并且采用适当的标签 k,这种新解释对辐射振子的三维情况也正好适用。“**一个振子的量子数[n_k]等于相应[ν]的量子的数目。**”①

让我们更近一步看一看这个简单的但非常杰出的论述,它打开了通向量子场论的大门。

第一步:考虑一个单个粒子,其坐标为 q_k,动量为 p_k,能量用 n_k 作标记。第二步:**二次量子化。**重新解释 n_k,**这样我们涉及的不是一个而是 n_k 个粒子,n_k 个光子。人们从一个单体问题(更好的说法是:从具有一个自由度的问题)跳跃到一个 n_k 体问题,其中 n_k 是可变的。**初始振子的不同的能级对应于(他们提议)不同的光子数目。因而在这新的诠释中,从一个能级到另一个能级的跃迁必定意味着:具有能量 hν 的粒子要么产生,要么就消失。

玻恩、海森伯和约旦都没有观察到新诠释自动地符合 BE 统计,334 因为第一,具有能量 $h\nu$ 的光子的数目是不受限制的;第二,根据它的性质,形式论禁止给出任何“这个光子那个光子”的可能性——玻耳兹曼的可区分性判据过时了,对于 BE 统计正应如此(第 13 章,(d)节)。

为了找出光子的产生和湮灭的机制到底在如何起作用,人们必须考虑量子化的辐射与物质的耦合。这个漫长路程的最初几步是狄拉克走出的。

(c)基本原则:狄拉克

> 我大量的工作就是摆弄方程并观察它们给出了什么,我知道二次量子化就是摆弄方程的

① 重点号是我加的。我只稍稍改变它们的句子而没有改变它的意思。这些作者指的是“在相应的相格[大小为 h^3,在相空间中]的量子数目”——这是以上所写的一种粗粒的情况。

产物。

P. A. M. 狄拉克于1963[21]

1. 光子的正式引进。 1926年8月,狄拉克就已经用量子力学探讨原子,给出了一个用于激发跃迁的 B 系数的理论,但仍然把麦克斯韦场看作一个经典系统。这个方法现在被称为辐射过程的半经典理论①,它对激发过程可以给出一个好的但不是严格的近似。② 然而,"要是没有一个更加详尽的理论,人们就不能考虑自发辐射"。[22] 早在1927年,狄拉克就为量子电动力学给出了[25,26]一些基本原则。那时离他提出电子相对论性方程还有一年时间(见第13章,(e)节),但他已经认识到,相对论的要求将提出几个棘手的问题,他选择"在不严格是相对论性的运动学和动力学的基础上……建造一种相当满意的理论"。[25]这是一个非常聪明的步骤。我将把重点放在对以后的发展起了特别重要的作用的内容上,并相应地改写记号。而且我将把这两篇论文结合起来处理,暂且不谈从第一篇到第二篇的演变。如果要了解一种更详细的精彩分析,请读者参考约斯特(R. Jost)的一篇文章。[27]

狄拉克研究的动力学系统,包括一个原子与一个辐射场的相互作用。"我们把原子考虑为由一个在静电场中运动的单个电子所构成",[28]整个系统的能量算符(哈密顿算符)H 为

$$H = H^0 + H^1 + H^{\rm rad} \tag{15.15}$$

H^0 为原子的哈密顿算符,包含着静电场。[29] $H^{\rm rad}$ 只依赖于辐射场的变量,由下式给出

335

$$H^{\rm rad} = \int W \mathrm{d}\vec{x} \tag{15.16}$$

见(15.6)式。H^1 为原子和辐射之间的相互作用,是"从经典理论那儿拿过来的……[用于]得到辐射与原子相互之间作用的正确结果"。

① 这个理论的一个详细讨论见参考文献23和24。

② 用现代的说法,半经典方法并不考虑辐射修正。

狄拉克让 H^1 具有形式①

$$H^1=-\frac{e}{c}\vec{A}^{tr}(\vec{x},t)\frac{d\vec{x}}{dt} \tag{15.17}$$

其中 $\vec{x}$ 是电子的坐标。(15.17)式是矢势与原子电偶极矩的时间导数耦合的经典表达式。

我们跟随狄拉克的思路,首先考虑当只有 H^{rad} 存在的自由场情况。正如在(15.12)式中,H^{rad} 能够被写成振子项之和,它们的一个表达式具有以下形式

$$H(p,q)=\frac{1}{2}(p^2+\omega^2q^2);\qquad [p,q]=\frac{\hbar}{i} \tag{15.18}$$

定义 a 和它的共轭 $a^\dagger$ 为

$$a=\frac{\omega q+ip}{\sqrt{2\hbar\omega}},\qquad a^\dagger=\frac{\omega q-ip}{\sqrt{2\hbar\omega}} \tag{15.19}$$

那么(15.18)式变成为

$$H=\hbar\omega(a^\dagger a+\frac{1}{2}) \tag{15.20}$$

$$[a,a^\dagger]=1 \tag{15.21}$$

一个满足(15.21)式并可对角化(15.20)式的矩阵表达式由下式给出[30]

$$a_{n,n+1}=a^\dagger a_{n+1,n}=\sqrt{n+1},\qquad n=0,1,2,\cdots\cdots \tag{15.22}$$

它产生

$$H=(n+\frac{1}{2})\hbar\omega=(n+\frac{1}{2})h\nu;\qquad \omega=2\pi\nu \tag{15.23}$$

普通量子力学的教科书解释了如何从一个振子推广到无限多个振子的情况,它形成了 H^{rad}。我给出一个转换表。

$$a,a^\dagger\rightarrow\text{一组 } a_j(\vec{k}),a_j^\dagger(\vec{k}), \tag{15.24}$$

---

① 见参考文献25,262页。狄拉克把 $\vec{A}^{tr}$ 写成 $\vec{\kappa}$。

336 其中 $j=1$ 或者 2,表示一个电磁振子的偏振状态,$\vec{k}$ 是它的波矢,[①]且有

$$\nu=c|\vec{k}| \tag{15.26}$$

而且[②]

$$(15.20)\text{式}\rightarrow H^{\text{rad}}=\sum_{j,\vec{k}}h\nu(a_j^\dagger(\vec{k})a_j(\vec{k})+\frac{1}{2}) \tag{15.27}$$

$$(15.21)\text{式}\rightarrow[a_j(\vec{k}),a_j^\dagger(\vec{k}')]=\delta_{jj'}\delta_{\vec{k}\vec{k}'}, \tag{15.28}$$

$$[a_j(\vec{k}),a_{j'}(\vec{k}')]=[a_j^\dagger(\vec{k}),a_{j'}^\dagger(\vec{k}')]=0$$

$$(15.22)\text{式}\rightarrow(a_j(\vec{k}))_{n_j(\vec{k}),n_j(\vec{k})+1}=(a_j^\dagger(\vec{k}))_{n_j(\vec{k})+1,n_j(\vec{k})}$$

$$=\sqrt{n_j(\vec{k})+1},$$

$$n_j(\vec{k})=0,1,2,\cdots\cdots \tag{15.29}$$

$$(15.23)\text{式}\rightarrow H^{\text{rad}}=\sum(n_j(\vec{k})+\frac{1}{2})h\nu \tag{15.30}$$

把玻恩-海森伯-约旦的解释应用到这些式子上:由一组数 $n_j(\vec{k})$——对每一个 $j,\vec{k}$ 有这样一个数——标明的一个状态,描述一个具有能量 $h\nu$ 的 $n_j(\vec{k})$ 个光子的集合。狄拉克强调,这点已使 BE 统计自动起作用。

现在在 H^{rad} 上加上 H^0,我们就有一个带有量子态 $n,m,\cdots\cdots$ 和一些自由光子的原子了。在 H^1 不存在的情况下,处于状态 n 的原子留在那儿,$n_j(\vec{k})$ 也不改变。

2. 光子的产生和湮灭。为了处理(15.15)式给定的全部问题,狄

---

① 我们跟随狄拉克的思路,把系统围在一个立方体中。利用周期性边界条件:$\vec{k}$ 的所有三个分量 k_i 在盒子 $V=l^3$ 的两个相对平面上都取同样的数值,于是 $k_i=2\pi n_i/l,n_i=0,1,2,\cdots\cdots$注意

$$\frac{1}{V}\int d\vec{x}e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\vec{x}}=\delta_{\vec{k}\vec{k}'} \tag{15.25}$$

其中当 $k_i=k'_i$,等号的右边$=1$;或当 $k_i\neq k'_i$,$=0$.

② 狄拉克通过一些变量变换推导出这些式子。这里称作$a_j(\vec{k})$和 $a_j^\dagger(\vec{k})$的量对应于狄拉克的 b_r 和 b_r^*;见参考文献 25,251 页。

2. 光子的产生和湮灭。 为了处理(15.15)式给定的全部问题,狄拉克提出把 H^1 看成是一个微扰。根据量子力学的一般规则,这就导致从初态 $i=(n,n_j(\vec{k}))$ 到末态 $f=(m,n_{j'}(\vec{k}'))$ 的跃迁中能量和动量守恒。跃迁几率的最低阶次正比于 $|H_{fi}|^2$,其中

$$H_{fi}=(H^1)_{(m,n_{j'}(\vec{k}')),(n,n_j(\vec{k}))} \tag{15.31}$$

这些矩阵元是什么?式(15.17)中的因子 $d\vec{x}/dt$ 允许原子态之间的跃迁。按照(15.29)式,因子 $\vec{A}^{tr}$(它线性地[30]依赖于 a 和 $a^\dagger$)允许由于 $a^\dagger$ 引起的跃迁,在这种跃迁中 $n_j(\vec{k})$ 中的一个增加 1;而由于 a 的跃迁,则 $n_j(\vec{k})$ 中的一个减少 1。但是根据刚才给出的解释,$a^\dagger$ 和 a 337 的这种作用会分别导致产生或湮灭一个光子!

这样,由于有了狄拉克的工作,我们第一次看到新游戏——代替了老的弹子游戏的量子场论——充分发挥了作用。特别考虑包含 n 个光子的状态(对某一固定的 $j,\vec{k}$)。根据(15.29)和(15.31)式,吸收几率($n\to n-1$,a 起作用)正比于 n,而放射几率($n\to n+1$,$a^\dagger$ 起作用)正比于 $n+1$。这个"$n+1$"由两部分组成。"n"相应于诱发过程,正比于此刻的辐射密度,正如(15.3)式中的 B 项。"1"考虑了与 n 无关的自发发射,是(15.3)式中的 A 项。现在显而易见的是,这两种发射机制应该以一个简单的方式联系起来。事实上这正是量子电动力学的第一个主要成就,在狄拉克第一篇论述该课题的论文中,他其实能够利用第一性原理推导出爱因斯坦关系式(15.4)。这样,狄拉克达到了他的"一个更加精致的理论"的目标。

评论。 为了表述的方便,我在某个方面美化了狄拉克的表述。在原来的工作中,没有充分考虑偏振。狄拉克自己强调[31],其结果是在关系式(15.4)中遗漏了一个因子 2。有关偏振的系统探讨,从约

旦和泡利 1928 年的论文[19]开始。①

3. 光子散射;虚状态。以上讨论的发射和吸收的过程只包含一个光子。在狄拉克的第一篇论文[25]中他评论道:"不止一个光量子同时参与的更一般类型的辐射过程……,在目前的理论中是不允许的。"[34]量子力学多么幼稚啊! 在 1927 年早期,狄拉克还不知道这些过程已经完全包含在他的理论之中。人们唯一要做的是把二阶(或更高阶)微扰理论应用到他的 H^1 上。所以,在他的第二篇论文中[26],狄拉克通过推导从初态 i 到末态 f 的跃迁矩阵元 H_{fi} 所适用的公式,提出了二阶微扰:

$$H_{fi}=\sum_{n}\frac{H^1_{fj}H^1_{ji}}{E_i-E_j} \tag{15.33}$$

338 这是一道在 20 世纪 30 年代支配量子场论的公式。$i\to f$ 的跃迁通过"中间态"j 来进行。狄拉克把这个结果用到被束缚电子散射的光子上,束缚电子代表他的原子。狄拉克写道[26]:"这样,散射辐射就表现为两个过程[$i\to j$ 和 $j\to f$]的结果,一个过程必定是吸收,另一个过程必定是发射,两个过程的总固有能量甚至连近似守恒都不是。"正如为大家所熟知的,这并不能暗示能量原理真的被违背了;之所以出现这种情况是因为中间态的短暂存在(记住 $\Delta E\Delta t>h$)致使能量守恒在这儿没有意义——它的另一个名称由此而来:虚状态。

在狄拉克的问题中,对 n 的求和包含两个选择(e_i 的意思是处于 i 状态的电子,等等。)

---

① 在他的第一篇论文中,狄拉克提出进一步的问题:相应于由(15.15)式给出的哈密顿算符,薛定谔方程

$$H\Psi=i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \tag{15.32}$$

是什么? 现在在标准的教科书中能找到他的回答。[32]注意,相应于所有 $n_j(\vec{k})=0$ 的 Ψ,即(光子)真空,这一术语在狄拉克的著作中还未出现。他提到一种"零态"的光子,它的动量以及相应的能量都为零,并认为发射/吸收各自是跳出/进入零状态。[33]这个图象没有什么用处;特别是把它用在场量子有非零的静止质量的情形。

$$j=1: \quad \gamma+e_i \to e_1 \to \gamma'+e_f$$
$$j=2: \quad \gamma+e_i \to e_2+\gamma+\gamma' \to \gamma'+e_f; \qquad (15.34)$$

进一步的内容见附录,注解 4。

“有三位物理学家在本世纪前三分之一时间里对量子电动力学的贡献最为突出:普朗克,爱因斯坦和狄拉克。”[27] 我们将更多地讲到狄拉克,而现在我们要说:告辞了,普朗克和爱因斯坦,谢谢你们。

(d)量子场和量子统计

先由玻恩、海森伯和约旦指出,而后由狄拉克论证,量子场和量子统计之间有紧密的联系。二次量子化保证光子服从 BE 统计。其他那些服从 BE 统计的粒子的情况又如何呢?

约旦和克莱因在 1927 年底提出这个问题。“这里我们跟踪狄拉克的一篇文章。”[36] 这就是他们所做的工作。选取一个场 $\psi(\vec{x},t)$,任意一个满足薛定谔方程的场 $\psi(\vec{x},t)$,

$$H\psi(\vec{x},t)=i\hbar\frac{\partial\psi(\vec{x},t)}{\partial t} \qquad (15.35)$$

把 ψ 和它的复共轭 ψ^* 在一组正交归一化函数 $u_k(\vec{x})$ 中展开:

$$\psi(\vec{x},t)=\sum_k a_k(t)u_k(\vec{x}) \qquad (15.36)$$

$$\psi^*(\vec{x},t)=\sum_k a_k^*(t)u_k^*(\vec{x}) \qquad (15.37)$$

记住 $|a_k|^2$ 是在态 k 中得到的系统的几率,而且这种完备性意味着 339

$$\sum_k u_k^*(\vec{x},t)u_k(\vec{x}',t)=\delta(\vec{x}-\vec{x}') \qquad (15.38)$$

δ 函数——狄拉克的又一创新(附录,注解 5)——是一个非常奇特的东西,这从它的定义就可看出来

$$\delta(\vec{x})=0 \quad 对 \quad \vec{x}'\neq 0, \qquad \int\delta(\vec{x})\mathrm{d}\vec{x}=1 \qquad (15.39)$$

二次量子化:用算子 a 和 $a^\dagger$ 来代替数 a 和 a^*。然后用下式来代替 ψ^*

$$\psi^{\dagger}(\vec{x},t)=\sum_{k}a_{k}^{\dagger}(t)u_{k}^{*}(\vec{x}) \tag{15.40}$$

采用以下假设来模仿狄拉克的(15.28)式

$$[a_k(t),a_l^{\dagger}(t)]=\delta_{kl}$$
$$[a_k(t),a_l(t)]=[a_k^{\dagger}(t),a_l^{\dagger}(t)]=0 \tag{15.41}$$

仿效(15.29)式，令

$$(a_k)_{n_k,n_k+1}=(a_k^{\dagger})_{n_k+1,n_k}=\sqrt{n_k+1}$$
$$n_k=0,1,2,\cdots\cdots \tag{15.42}$$

就这样，单粒子的几率$|a_k^2|$(a_k 是一个数)由$(a_k^{\dagger}a_k)_{n_k,n_k}=n_k$来代替。把 n_k 解释为 k 态中的粒子数。和以前一样，这些粒子自动地满足 BE 统计。

我们再一次从单粒子问题进入到多粒子问题。哪一个问题？这要依赖于在方程(15.35)中 H 的选择。约旦和克莱因特别强调，H 可以包含一个位势 $V(\vec{x})$；二次量子化不只局限于自由粒子。正如以后会弄清楚的，(15.41)式支配着无自旋介子的场论，但是，正如约旦和克莱因已经指出的那样，只能对非相对论的薛定谔方程进行量子化。为了对这些贡献表示敬意，(15.42)式中的矩阵已被命名为约旦一克莱因矩阵。这些作者们也注意到公式(15.36,38,40,41)蕴含有：

$$[\psi(\vec{x},t),\psi^{\dagger}(\vec{x}',t)]=\delta(\vec{x}-\vec{x}') \tag{15.43}$$
$$[\psi(\vec{x},t),\psi(\vec{x}',t)]=[\psi^{\dagger}(\vec{x},t),\psi^{\dagger}(\vec{x}',t)]=0 \tag{15.44}$$

这些式子使在位形空间中阐述二次量子化成为可能，这一点福克(V. Fock)已经精巧地做到了。[37]

甚至在约旦一克莱因的论文完成之前，约旦就已经在狄拉克工作的启发下提出了[38]这个问题：有没有一个导致 FD 统计的二次量子化步骤呢？他又一次首先问了一个正确的问题。他也找到了正确的答案：人们需要由 2×2 矩阵构成的 a 和 $a^{\dagger}$。玻恩在 1927 年 10 月的索尔维会议上提到[39]这个工作。狄拉克当时在那儿，后来他回忆道："开始我不喜欢约旦和维格纳的工作……我没有正确认识到另外一种二次量子化的重要性。"[40]他这里指的是不久以后由约旦和维格纳

340

改进了的处理。[41]为了正确理解狄拉克的评论，我们应该记住，1927年10月他还没有发现电子波动方程。当初的问题就是如何用二次量子化的语言来表达不相容原理。

约旦和维格纳再一次从公式(15.36)和(15.40)出发。定义反对易式的符号为

$$\{x,y\}=xy+yx \tag{15.45}$$

(15.41)式由下式代替

$$\begin{aligned}&\{a_k,a_l^\dagger\}=\delta_{kl}\\&\{a_k,a_l\}=\{a_k^\dagger,a_l^\dagger\}=0,\end{aligned} \tag{15.46}$$

借助于以下"约旦—维格纳矩阵"我们才能完成上述过程：

$$a_k=\eta_k\begin{pmatrix}0&0\\1&0\end{pmatrix},\qquad a_k^\dagger=\eta_k^*\begin{pmatrix}0&1\\0&0\end{pmatrix} \tag{15.47}$$

为了保证当 $k\neq l$ 时(15.46)式成立，引进了相因子 η_k。关于这些相因子的详情请参考教科书。①

$a_k^\dagger$ 和 a_k 是这一理论的创生算符和湮灭算符。粒子数算符

$$n_k=a_k^\dagger a_k=\begin{pmatrix}1&0\\0&0\end{pmatrix},\text{对所有 } k \tag{15.48}$$

用文字来说就是：在每一个态上的粒子数不是0就是1——反对易关系提供了一种应用不相容原理的漂亮的手段。有了(15.36,38,40,46)式之后就有：[41]

$$\{\psi(\vec{x},t),\psi^\dagger(\vec{x}',t)\}=\delta(\vec{x}-\vec{x}') \tag{15.49}$$

$$\{\psi(\vec{x},t),\psi(\vec{x}',t)\}=\{\psi^\dagger(\vec{x},t),\psi^\dagger(\vec{x}',t)\}=0 \tag{15.50}$$

正如在下一章中将看到的，约旦—维格纳形式化体系为电子—正电子的场论铺设了一个舞台。最后，新的名称：满足BE(FD)统计的全同粒子被分别称作玻色子和费米子。

---

① 例如参考文献24,507～508页。

341 **(e)相对论不变性和规范不变性:开端**

1928年,在一条道路上迈出了最早的几步,这条路,我确信,至今还不曾行进到终点。路标标明:朝向量子场论中的不变性原理。

它以相对论的不变性为开端。为了弄清楚到底是什么问题,我们先来重新审查一下迄今为止所遇到的对易关系。有适用于力学系统(15.14)的对易关系和适用于场(15.43,44)的对易关系。它们都是"等时对易式",对易的两个算符指的是相同时刻。从相对论的观点来看,(15.43,44)式由于涉及空间上的不同点而时间上相同,就明显显示出一种棘手的不对称性。这并不是说这种关系违背了相对论的要求,而是说它们与相对论的兼容性需要经过证明。

那就是约旦和泡利[19]为自由电磁场做的最早的工作。在自由电磁场中,算符对时间的依赖是很清楚的,所以人们可以清楚地在不同的空间一时间点计算各个电场分量与磁场分量之间的对易关系。他们证明一切都与相对论相适应,并最早把δ函数推广到不相等的时间(附录,注解6)。

这篇文章是泡利在汉堡当编外讲师时的最后一篇论文。不久,他开始担任苏黎世联邦工学院的理论物理学教授,直至去世。这一职位因德拜的离去而空缺,而约旦则在汉堡接替了泡利的职位。

1928年1月,在与约旦合作完成了他的工作的几周以后,泡利和海森伯决定[42]开始对有电荷和电流情况下的相对论性量子电动力学发起冲击。

在一些重要方面,他们的方法[43]是新的。开始时他们将拉格朗日场和哈密顿算符的力学方法进行类比。① 他们把场变量$Q_\alpha(\vec{x},t)$本身当作动力学变量的一个无限集合,其中每一个场变量对应一个空间点$\vec{x}$和一个标记α。(例如,α可以指一个矢量分量标记。)在力学中,可以从一个典型的拉格朗日算符$L=L(q,\dot{q})$开始,并定义$p=$

① 关于他们主要论点的简单介绍,可参见希夫的书。[44]

$\partial L/\partial \dot{q}$(点表示时间微商)为共轭的 q 的动量。同样,他们证明,人们能在

$$L=\int \mathscr{L}\mathrm{d}\vec{x} \tag{15.51}$$

$$\mathscr{L}=\mathscr{L}(Q_\alpha,\dot{Q}_\alpha,\frac{\partial Q_\alpha}{\partial x_i}) \tag{15.52}$$

的基础上建立一种场论,并用

$$P_\alpha(\vec{x},t)=\frac{\partial \mathscr{L}}{\partial \dot{Q}_\alpha(\vec{x},t)} \tag{15.53}$$

342

来定义一个"与 Q_α 共轭的动量 P_α 的场"。

它们的对易关系(保证了 BE 统计)与(15.14)类似

$$\begin{gathered}[P_\alpha(\vec{x},t),Q_\beta(\vec{x}',t)]=\delta_{\alpha\beta}\delta(\vec{x}-\vec{x}')\\ [Q_\alpha(\vec{x},t),Q_\beta(\vec{x}',t)]=[P_\alpha(\vec{x},t),P_\beta(\vec{x}',t)]=0\end{gathered} \tag{15.54}$$

接下去对他们的结果给出一个与相对论兼容的一般证明。(他们论点中的一个失误,一年后得到了改正。①)他们的这部分工作也包含了一个能量—动量守恒定律的论述,没有局限于任何特定的动力学系统。

接着他们转向电动力学。

在经典力学中,拉格朗日算符方法在电动力学中的应用与一些辉煌的名字相联系。早在 1892 年,赫姆霍兹就已询问是否"我们……像人们在麦克斯韦方程组所做的那样,能够以最小原理的形式认识电动力学定律,"他还作了第一次尝试[46]。1903 年,洛伦兹回顾了拉莫尔、彭加勒和他自己对这个问题的贡献。[47] 1908 年玻恩指出,[48]一个纯辐射场的拉格朗日算符:

① 他们的证明似乎要求哈密顿算符满足一定的限制,见参考文献 43,(40)式。1930 年,罗森菲尔德(L. Rosenfield)[45]指出这个结论是由计算错误引起的,并不存在这样一个限制。很久以后罗森菲尔德告诉我,他的一页半的文章是他对物理学的最好的贡献。但遗憾的是,这篇文章没有被收录在他的选集中。

$$\mathscr{L}_{rad}=\frac{1}{2}(\vec{E}^2-\vec{H}^2) \tag{15.55}$$

是一个相对论不变量。1912 年，米(G. Mie)指出，一个不变量 $\mathscr{L}$ 导致协变的场方程。[49]

海森伯和泡利希望展示量子电动力学的相对论特色，但由于 $\mathrm{div}\vec{A}^r=0$ 看起来不很协变，于是他们放弃了(15.7—9)式，而从麦克斯韦方程组的一般形式开始：

$$\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}-\nabla\phi \tag{15.56}$$

$$\vec{H}=\mathrm{curl}\ \vec{A} \tag{15.57}$$

$$\mathrm{div}\vec{E}=\rho \tag{15.58}$$

$$\mathrm{curl}\ \vec{H}-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}=\vec{j} \tag{15.59}$$

343 ϕ，ρ 和 $\vec{j}$ 分别是库仑势、电荷和电流密度。四个场 $\vec{A}$，ϕ 被看作是四个“Q 的库仑势”。他们的拉格朗日算符的纯场部分由(15.55)式给出，其中(15.56,57)式被当作定义来使用。

然后，似乎大难临头了。与 ϕ 共轭的 P 场恒等于 0![50]这显然来自(15.53,55,56)式。$\mathscr{L}_{rad}$ 并不包含 ϕ(含有完全 $\mathscr{L}$ 的其他项并不改变这一点)。

至今，这还是一种极其麻烦的、但不是无法对付的复杂情况，对于与无质量量子有关的矢量场，这是一种典型的情况。1929 年，这看起来像是一场灾难，它让海森伯和泡利倒退了整整一年，在这期间两人没有发表任何研究。然后，海森伯找到一条出路。泡利在 1929 年 2 月给克莱因的一封信[51]中指出了所发生的情况：“[1928 年秋]我弄着好玩，为一部乌托邦小说写一篇简要的介绍……我被这些梦想哄骗着，突然在[1929 年]1 月从海森伯那儿得到消息，说他能够用一个形式上的技巧消除[上面提到的]困难……非常幸运的是，这本乌托邦小说收捡在我书桌的最里层(现在还在那儿)，而非对易的空间一时间函数却从那儿产生了出来。”

海森伯的技巧(今天被称为规范固定的第一个例子)是在 $\mathscr{L}$ 上

加上某些[①]与一个小参数 ϵ 成正比的项,并作出一种让 ϕ 能够得到一个共轭动量场的选择,然后计算所希望的东西,并在最后结果中让 $\epsilon \to 0$。他们的工作立即可以进行了,并于 1929 年 3 月完成。

评论。这篇文章率先将带有相互作用的量子电动力学作了改进,使得电子服从当时发现的狄拉克方程。下一章我还要再次提到这一贡献。

1929 年 9 月,海森伯和泡利完成了他们第一篇论文的续篇[52]。他们发现了一种解决问题的方法,而不需要任何 ϵ 的诀窍。为了了解他们下一步的发展,我要引进一个新的概念:规范不变性。

把实验室中纪录到的电磁现象编成六个场 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$,可以借助(15.56,57)式用四个辅助的场 $\vec{A}$ 和 ϕ 来表达。ϕ 的悠久历史见证于它的名称:库仑势。那三个场也早就知道了。麦克斯韦的先驱者们曾使用过它们。[53]麦克斯韦本人也曾使用过它们,早在他写下他的场方程以前就称呼它们[54]为电致紧张函数(electronic function),在 1864 年他引进场概念时称呼它们[55]为电磁动量。

我不知道是谁首先给 $\vec{A}$ 使用"矢势"这个名字(赫姆霍兹在 1892 年用了这名字[46]),也不知道是谁最早注意到(15.56—9)诸式并不唯一地决定 $\vec{A}$ 和 ϕ。洛伦兹在 1903 年当然知道这后一个事实(我用了他的原文,只是修改了他的符号): 344

"即使 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 对每种电磁现象都是 $\vec{x}$ 和 t 的确定的函数,势 $\vec{A}$ 和 ϕ 仍然部分地不能确定。我们进一步用条件

$$\operatorname{div} \vec{A}+\frac{1}{c}\frac{\partial \phi}{\partial t}=0 \tag{15.60}$$

来消除这个欠缺。事实上如果 $\vec{A}_0$ 和 ϕ_0 是一些与(15.56,57)诸式兼容的势,那么,每对其他可采纳的势具有形式

① 在(15.55)式上加以相对性的变量 $\epsilon(\operatorname{div} \vec{A}+\dot{\phi}/c)^2$。

$$\vec{A}=\vec{A}_0-\nabla\chi, \qquad \phi=\phi_0+\frac{1}{c}\frac{\partial\chi}{\partial t} \tag{15.61}$$

这里，标量函数 χ 能够用这样一个方法来确定，让[(15.60)式]或

$$\Box\chi=\operatorname{div}\vec{A}_0+\frac{1}{c}\frac{\partial\phi_0}{\partial t} \tag{15.62}$$

得到满足。[47]

暂时离开一下今日的物理学。变换式(15.61)是规范变换。在规范变换下(15.56—9)诸式的不变性称为规范不变性。规范不变性是个了不起的东西，它直到20世纪以后多年才受到赏识。例如，米的1912年的电动力学[49]就不是规范不变的。[57]通过采纳(15.60)，(15.62)两式选择的规范称为洛伦兹规范；(15.60)式是洛伦兹条件。选择(15.9)式则是库仑规范。每一个规范都在势的选择中留下一些自由。

回到历史。"规范"这个术语最早于1919年进入物理学，是韦尔在提出引力和电磁统一场论的前一年引进的。在他的理论中，基本场是引力的对称度规张量 $g_{\mu\nu}$ 和电磁四矢势 A_μ。

$$A_\mu=(\vec{A},i\phi)$$

韦尔理论的中心要求是在变换($x_\mu=\vec{x},ict$)

$$g'_{\mu\nu}=e^\chi g_{\mu\nu} \tag{15.63}$$

$$A'_\mu=A_\mu-\frac{\partial\chi}{\partial x^\mu} \tag{15.64}$$

下的不变性(后面一道式子与(15.61)式相同)，同时(逆变的)坐标 x^μ 保持不变。因而变换(15.63)把由 $ds^2=g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$ 定义的(长度元)^2 变成为 $e^\chi ds^2$。当韦尔为他的变换选择工程用语"规范变化"①时，他考虑到了长度的这个变化。② 韦尔文章[58]的重要性是第一次从

345

① "规范"的原文(英语为 gauge)，在工程中有用于测量高度、厚度、直径等所用的"量规"之类的计量器具的意思。——译注

② 在论述这一课题的前边两篇论文中，[58,59]他称他的新不变性为 Maszstabinvarianz(量杆不变性)；在后一篇[60]中他第一次引进术语 Eichung(规范)。

一种不变性原理推导出电荷守恒:

$$\text{规范不变性}\rightarrow\text{电荷守恒} \tag{15.65}$$

以韦尔之见,这是"支持我这儿提出的理论的最强有力的普遍论据之一"。后来澄清了,对于别的统一场理论也存在一种相似的联系。①我们不需要关心进一步的详细情况,只需说明一点:韦尔本人很快就放弃了他的 1918 年理论——但放弃的不是规范不变性的思想,十年以后他又回到这个思想。

与此同时,量子力学来了。在薛定谔论述波动力学的第四篇通信②中,他把(13.32)式推广[62]到了具有一个电磁场的情况。

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu}-\frac{ie}{\hbar c}A_\mu\right)^2-\frac{m^2c^2}{\hbar^2}\right]\psi=0 \tag{15.66}$$

在第一篇论述狄拉克方程的论文[63]中我们找到(13.47)式。薛定谔和狄拉克也许已经注意到他们各自的方程在变换(15.64)的同时,对 ψ 做

$$\psi'=e^{-(ie/\hbar c)\chi}\psi \tag{15.67}$$

的变换后是不变量。但即使他们注意到了,他们也并没有说明。我相信独立发现(15.66)式的戈登是提到这一点的第一人,[64]但他只是略带一笔。③ 从现在起,在(15.64)和(15.67)的联合变换之下的不变性,将被简单地称为规范变换(不变性)。

韦尔在他 1928 年的著作中,讨论了新型规范变换:"我现在相信……规范不变性不是把电和引力而是把电和物质联结在一起。"[66,67]进一步的思考使他在 1929 年 3 月的论文[68](在 5 月[69]作了深一层的详尽阐述)中,作出了对物理学有长远意义的贡献:"[规范]不变性与电荷守恒定律的联系仍然和以前一样精确";也就是说(15.65)的联

---

① 关于投影相对论理论的情况可见参考文献 61 中的一般讨论。

② 在他早期论述非相对论波动力学的论文中,矢势没有明确地出现。

③ 这一问题在参考文献 65 中也提出来了,但在那儿它与不相干的几何学理论扯在了一起。

系再次成立。他注意到,看到这一点就足以考虑 χ 不依赖于①$\vec{x}$ 和 t 而且无穷小的特定情况。

$$\delta L=0 \qquad \text{对于 } \delta\psi=-\frac{ie}{\hbar c}\chi\psi \tag{15.68}$$

346 的要求产生电流守恒。[70] 他证明这适用于 ψ 是一个狄拉克波函数的情况。但他的结论完全具有普遍意义。[71]

这个关于规范不变性的导言,并不意味着这个概念非凡的威力立刻全部发挥出来了。下边还有许多事情要交待:首先,在下面几行中;其次,在重整化的讨论中[第 18 章],最后,在结论性的几页中(第 21 章,(e)节),我们将看到,电磁规范不变性的推广将让我们直接得到 W 玻色子和 Z 玻色子。

海森伯和泡利的第二篇论文[52] 的主要内容可以简明地陈述为:请你使用库仑规范;也就是回到(15.7—9)式去。韦尔的书[66] 为他们指明了道路。我选录他们关于纯辐射场的一些要点(只改变了一点记号):"我们可以简单地让 ϕ 等于零……[这]个方案的相对论不变性似乎可疑,因为人们熟悉 ϕ 远胜于 $\vec{A}$……[然而]结果是,利用一个适当的 χ 函数作一个规范变换,人们……在[另一个]参照系中能回到 $\phi=0$"。他们把同样步骤应用于对易关系(15.54),如果能让 ϕ 等于零,那么没有与 ϕ 共轭的动量就无关紧要。因此,他们放弃了 ε 技巧,并再次通过一个洛伦兹变换与一个规范变换的配合来证明协变性。他们把这个相互作用写成:

相互作用=静库仑项+与横波(光子)的耦合 (15.69)

这就是狄拉克在他的非相对论性理论中的所作所为。海森伯和泡利增加了重要的意见:这个步骤可能看起来会不是协变的,然而它确实是协变的,正如再一次被适当的规范变换所证明的那样,适当的规范变换从那时起直到现在都是场论的宝贵工具。

---

① 这种情况现在称为第一类规范不变性。

被(15.69)式符号化的程序,在整个20世纪30年代和40年代初都一直被使用,很少例外(参见附录,注解7)。例如人们可以说,海特勒论量子电动力学的那本优秀的书[72]的第一版(1935年),是用库仑规范写就的。此后,(其理由以后解释)重整化要求:请你使用洛伦兹规范。

(f)正电子

> 我不能不承认负能态不能从数学理论中排除出去这一事实,所以我想,让我们为它们设法找到一种物理学解释。
>
> 狄拉克于1977年[73]

1927年10月第五届索尔维会议以后的五年,海森伯曾称之为"原子物理学的黄金年代"。[74]量子力学刚刚过了两岁,但为新理论提 347 供形式结构已经做了不少工作。它的概念基础已经被不确定性原理和互补性所阐明。量子力学和量子统计已完成了一次愉快的结合。还冒出来了量子电动力学,虽然它还未达到相对论的水平。当会议成员离开布鲁塞尔时,达成了一种几乎全体一致但也并非完全没有异议的认识:非相对论量子力学是一门已经成熟的学科。25岁的单身汉海森伯回到莱比锡,月初他在那儿就任理论物理教授的新职位。他和其他人现在承担起"以前解决不了而现在用新方法能够解决的数不清的难题"。[74]

然而,接下来的五年并非都是福星高照。

诚然,在原子外围,以及在固态,一切都进展顺利。但是,事情看起来不是哪里都好。就如在前一章中所见,20年代后期的原子核之谜就让人们怀疑,量子力学能否带领他们满意地走出困境。量子电动力学的相对论处理引起复杂的技术问题。然而,我读到的和听到的一切都十分清楚地表明,另一方面的问题更严重、涉及面更广。狄

拉克相对论电子波动方程怎么会那么成功但又那么自相矛盾？自从玻尔把里德伯常数的光辉推导呈现给世界，以及他执着要求某些封闭电子轨道不发出辐射以来，还从来没有遇到过如此巨大的困境。20 世纪 60 年代，当海森伯有一次谈及 1928 年由于狄拉克方程引起的混乱时，他说："那时候我一直有这个印象，在量子理论中我们回到了港口，回到了码头。狄拉克的论文又把我们再次扔进海里。"[75]

我已经提到过① 1928 年初狄拉克两篇论文取得的惊人的成就。自旋是一个必然的结果，还得到了正确的磁矩，托马斯因子自动地出现，用高斯密特一乌伦贝克正确的量子数推导出了索末菲的精细结构公式。我也早已注意到，他的方程给出的状态似乎是所要求的两倍那么多。障碍就在这儿。

在他的第一篇论文[63]中，狄拉克从一开始就充分认识了这个明显的缺陷，并正确地断定了它的原因。能量一动量一质量关系式 $E^2=c^2p^2+m^2c^4$ 有两个根

$$E=\pm c\sqrt{p^2+m^2c^2} \tag{15.70}$$

负 E 解与什么有关呢？"在经典理论里，人们可以随意去掉那些有负 E 的解，以便越过这一困难。在量子理论中他们不能这样做，因为一般来讲一次微扰将引起从正 E 态向负 E 态的跃迁"[63]——E 的正负符号是状态加倍的原因。他的论文也包含对这个效应的某些思考，负能解可能与所带电荷与电子电荷相反的粒子相联系。这时狄拉克对他谈论的东西还不像一年半之后所了解的那么清楚。这个不成熟的思想导致他轻率地对待这个问题："当我们提到电子的电荷为 $+e$ 时，另一半的解肯定要被抛弃。"[63]然而在 1928 年 6 月莱比锡的一次谈话中，他不再提到抛弃了。不能简单地对到负能态的跃迁置之不顾。"因而，现在的理论只是一种近似。"[77]

348

海森伯甚至在狄拉克访问他之前，就必定已经熟知这些困难了。5 月份他写信给泡利："为了不总是被狄拉克弄得恼火，我要做些别

① 第 13 章，(e)节。

的事情以换换口味”,[78]这别的事情就是铁磁的量子理论。在莱比锡,狄拉克和海森伯讨论了新理论的几个方面。[79]此后不久,海森伯又写信给泡利:“现代物理学的最可悲的一章就是而且将永远是狄拉克理论,”[80]信中还提到一些他自己论证这些困难的工作,还说磁性电子使约旦沮丧。在大约同一时期,狄拉克的感觉也不那么好,他写信给克莱因:“在试图解决$+e$的困难中,我还未取得任何成功。海森伯(我在莱比锡遇见他)认为,直到人们同时有了质子和电子的理论时,这个问题才能得到解决。”[81]不仅仅是狄拉克和海森伯一直思考着电子。事实上,在1928年之前,还有其他人在这个课题上做出了两项重要贡献。现在新角色进入了故事。

10月,克莱因和仁科芳雄(Yoshio Nishina)在狄拉克方程的基础上,完成了[82]他们的康普顿散射理论。但是实验资料还不够精确,宇宙线现象也没有得到充分理解,[83]因此人们还不能立刻清楚地认识到,克莱因一仁科公式作为新理论早期的伟大成就之一,能够与狄拉克在这一年早些时候得到的一些结果并驾齐驱。然而到了1931年,新的实验表明这个公式非常之好。[84]

克莱因和仁科芳雄把狄拉克的非相对论表达式(15.17)中的H^1用下式代替①

$$H^1=-\int \vec{j}\vec{A}^{\text{tr}}\mathrm{d}\vec{x} \qquad \vec{j}=ie\bar{\psi}\vec{\gamma}\psi \tag{15.71}$$

并半经典地处理辐射场。最早的量子电动力学的研究应归功于来自乌普萨拉的沃勒[85](I. Waller)和来自莫斯科的塔姆[86](I. E. Tamm)的独立工作,他们首先把H_{fi}公式(15.33)应用到光子被一个静止电子散射出去的情况,光子初(末)波数为$\vec{k}(\vec{k}')$。[87]由于动量守恒,中间电子$e_1(e_2)$(见(15.34)式)有动量$\vec{k}(-\vec{k}')$。因为能量在中间态不守恒,虚电子对应于它的适当动量能够有正的也能够有负的能量。沃勒和塔姆两人都看出一个要点:只有当人们把两种符号的能量都加进去,克莱因一仁科公式在低能时才会自然而然地还原为汤姆逊极

349

① 记号与13章(e)节中的一样。

限(9.5 式)。形势变得越来越古怪了：可怕而讨厌的负能态竟必然会与经典理论有关联！

1928 年最后一件重要的事情发生在 12 月，当时克莱因宣布了[88]他的悖论，这个悖论使得玻尔(第 14 章，(d)节)和其他人相当头疼。克莱因已注意到：当人们试图用一个精确度$\lesssim \hbar/mc$来定位电子时，狄拉克理论将导致荒谬的结果。考虑带有能量E和密度流j的电子碰到一个势垒，这个势垒在距离$\sim \hbar/mc$中的变化超过mc^2。在势垒上有一个反射流j_1，还有一个典型的量子力学穿透流j_2进入势垒。人们理所当然地认为$j=j_1+j_2$但是$j_1>j$，因此$j_2<0$，这就出乎人们意料了。反射的要比入射的多。以后的正电子理论将会显示，[89]事实上电子一正电子对产生在势垒上，并且一切都令人满意——但同时人们又被更多难处理的问题缠住。以下一系列事件将使它们解脱。

1929 年 5 月。韦尔[69]在处理规范不变性的一篇文章中建议："似乎可以期望狄拉克量的两对分量，一对属于电子，一对属于质子。"

1929 年 12 月。[90]狄拉克指出："人们不能简单地断言一个负能量的电子是个质子。"因为，电子如果从一个正能级跳跃到负能级，这将违背电荷守恒。"让我们假设……所有负能态都被占据了，也许只有几个非常小速度的态除外，"这种占据是每个态一个电子，正如不相容原理要求的那样。想像一个这样的负能电子被移走，在原来的分布中留下一个空穴。结果是能量和电荷都增长一个单位。狄拉克注意到，这个空穴的行动类似于一个有正能量和正电荷的粒子。"我们……得出的假设是，在负能量电子的分布中，空穴是质子。"

把空穴认做是粒子的想法很妙，但为什么是质子呢？狄拉克后来评论道："在那个时候……每个人都确信电子和质子是自然界中仅有的两个基本粒子。"[91]请记住，1929 年原子核的质子一电子模型出了很多问题，但是还没有被抛弃(第 14 章，(b)节)。正是在他提交论文之前，[90]狄拉克写了一封信给玻尔。[92]信中显示狄拉克充分地了解，

350 至少在没有相互作用的情况下，他的空穴应该与电子本身的质量相

同。他希望(毫无根据)这种对等性,会由于电磁相互作用而被破坏:"只要忽略相互作用,电子和质子之间就会完全对称;人们就能把质子当作是真实的粒子,而把电子当作负能态质子分布中的空穴。然而,考虑到电子之间的相互作用后,这种对称性就被破坏了。我还没有从数学上算出相互作用的结果……但是人们能够希望,这样一种合适的理论将使人们能计算质子和电子的质量比。"实际上,狄拉克所写的"完全对称"现在通称为电荷共轭不变性,同样延伸到了电磁相互作用。因为缺少一个更好的步骤,狄拉克简单地认为他的方程中的质量 m,是质子质量和电子质量的平均值。[93]

我们刚才看到,对于克莱因－仁科公式,中间态电子能够跃入负能态是何等地重要。这就是空穴理论出现之前的图象。在新理论中负能态几乎完全被占领,因而不相容原理将禁止这些跳跃。这会成为一个灾难吗?不会这样,狄拉克(他知道沃勒的工作)向玻尔解释[94]。"根据我的新理论……现在发生的是一种新类型的双重跃迁,其中第一次跃迁是,一个负能态电子跳跃到合适的末态,伴随着一个光子的发射(或吸收);第二次跃迁是,原来的正能态电子跳下来填充空穴,伴随着一个光子的吸收(或发射)。这种新过程正好补偿了那些被排斥的,并在负能中间态的可能性假设基础上,恢复了散射公式推导的有效性。""新的双重跃迁"的一个实例是:初态光子＋初态正能态电子＋一个负能态电子→初态正能态电子＋末态正能态电子＋空穴,后来的正电子→末态正能态电子＋末态光子。①

让我们暂停一下,放松作一次深呼吸,并认清一个事实:这封信宣布了物理学理论中的一个巨大变化。**一个光子对一个电子的散射的简单问题,不再是一个二体问题,而是一个无限多体问题。**狄拉克对玻尔描述的机制(在他有正电子之前)现在叫做虚的电子－正电子对形成。在一种中间态,不是只有一个电子而是两个电子,加上一个新形成的空穴(一个正电子),一共是三个带电粒子。当输入的动量

① 要更详细了解图象的变化,见参考文献 95。

变化时,虚粒子的能量也要变化。为了对一个能量函数的过程作一个全面描述,人们要探测无限多填充的负能态,一次一种。为了计算
351 克莱因-仁科公式,人们必须探查无限多粒子的命运。(由此,(15.71)式中的密度流$\vec{j}$必须被给以新的含义,正如将在下一章中讨论的那样。)

1930 年 2 月。奥本海默指出[96]新理论带来一个困难:新理论允许质子+电子→两个光子的过程,其结果是氢原子能自发地湮灭在辐射之中:"[这]使得普通物质只有 10^{-10}秒的平均寿命。""[这]给出一条出路",他提议,"如果我们回到两种基本粒子的假设,"也就是把质子态同电子态中的空穴分开,并且进一步假设"不发生向负能态的跃迁,[因为]所有这些态都被占据了"。这个建议没有切中要害,因为如果所有这些态在所有时间都被填满,那么(用现代术语)正电子和电子就永远不可能出现。

1930 年 4 月。塔姆[86]独自得到有关物质不稳定性的同样结论。他唯一的评论是:"这个结果对整个狄拉克质子理论构成了一个根本性的困难。"

1930 年 11 月。韦尔在论及质子时采取一种立场[97]:"无论这个思想最初看起来多么有吸引力,如果不作深刻的修正,那也是站不住脚的……,事实上,按照[空穴理论]质子的质量应该与电子的质量相同;而且……这个假设导致在所有情况下正电荷和负电荷实质上是等价的……这样,两种电的相异,似乎隐蔽着一个自然界的秘密,它比过去和未来之间相异的种种秘密隐藏得更深……我担心在这一课题的这个部分的上空,悬浮的云层会溃动到一起,成为量子物理学中一个新的危机"。

1931 年 5 月,狄拉克对所有这些反对意见给以应有的注意后,硬着头皮说[98]:"如果有一个空穴,那么对实验物理学来说这将是一种新的未知粒子,它有与电子相同的质量而相反的电荷。"

这样,在光量子提出四分之一世纪之后,第二个被预言的新粒子

进入了科学文献,狄拉克最初称它为反电子。①

1932 年 9 月。安德逊给《科学》杂志递交了一篇论文[99],题目是:《容易偏转的正粒子存在的明显证据。》

1930 年 6 月在加州理工学院获得博士学位后,安德逊继续使用云室进行工作,但在他的导师密立根的怂恿下,他把注意力转移到宇宙射线。② 为此他建造了一间具有当时最强的磁场(高达 25000 高斯)的云室。不久以后他在他的云室中检测到难以理解的带有曲率的径迹,如果它们朝下移动表示是正电荷,朝上移动则表示是负电荷。安德逊回忆了接着发生的事。[101]"嘿,那儿好像有太多向上移动的电子,我要告诉密立根,'它们不可能是质子。它们的电离化程度太小,一个质子的电离化程度应该有一倍半或两倍左右,这可以在照片上清楚地看到。'他接着说,'每个人都知道宇宙射线粒子向下走。除非在非常罕见的情况下,否则它们不会向上走。'于是我就有了这个想法:把一块铅板横放在云室中央以区别朝上和朝下的粒子,无论它们是什么粒子……四分之一英寸的铅板将使人们很容易确定……电荷的符号",关键在于,如果(例如)粒子向下通过这块板子,它将失去能量,结果呢,它的轨迹在下边将弯曲得更厉害。他发现[99]:"一些轨迹……看来是由正粒子产生的,但是如果真是这样的话,这些粒子的质量一定比质子的质量小。"他仔细地筛出待选的对象,得到谨慎的结论:"它似乎要求一个正电荷的粒子,其质量与电子的质量差不多。"

352

这篇论文就只讲了这么多。他那非凡的轨迹的第一张图片发表[99]在 1931 年 12 月 19 日《科学快讯》上。安德逊不喜欢[100]《快讯》的编辑提议给新粒子取名"正电子",③但还是采用了它。它的第一次出现是在他 1933 年 2 月的论文[102]中。

---

① 半年之前泡利提出中微子,但在 1931 年他还不准备发表(第 14 章,(d)节)。

② 要了解安德逊的生平概略以及他的回忆,可见参考文献 100。

③ 原文 Positron,本意是"正子"。——译注

安德逊和其他人的后续工作，迅速证实了他原先的结论。就本章而论，我将用安德逊评论狄拉克对自己工作的影响，作为本节的总结："是的，我知道狄拉克理论……但是我不熟悉狄拉克工作的细节。我忙于操作我的新设备，没有太多时间来读他的论文[101]……［它们的］高度深奥的特征显然与当时大多数的科学思想不协调……正电子的发现纯属偶然。"[100]

(g) 附录

1. 玻恩和约旦[9,10]推导了 W 的经典连续性方程的量子形式：

$$\frac{dW}{dt}+\operatorname{div}\vec{S}=0 \tag{15.72}$$

其中

$$\vec{S}=\frac{c}{2}\{[\vec{E},\vec{H}]-[\vec{H},\vec{E}]\} \tag{15.73}$$

353 $\vec{S}$ 是量子坡印亭(Poynting)矢量。(15.72)式不必采用明晰的场表达式就可以推导出来。人们所需要的仅仅是在作微商时跟踪算子的顺序。他们也要求在有源的情况下量子化电磁场：这个源是带电物质的线性振子，它具有坐标 q，发射一个数量为 $\int W d\vec{x}$ 的能量，它与 $(d^2q/dt^2)^2$ 成正比。由于 q 必然是一个量子力学算符，所以这项电磁能必然也是一个量子力学算符。

2. 爱因斯坦的能量涨落公式[14]是

$$\langle E^2\rangle-\langle E\rangle^2=\left(h\nu\rho+\frac{c^3}{8\pi\nu^2}\rho^2\right)v\,d\nu. \tag{15.74}$$

v 是所考虑的亚体积，ρ 是普朗克的频谱密度函数，$\langle E\rangle$ 和 $\langle E^2\rangle$ 分别是在频率间隔 $d\nu$ 中的平均能量和平均能量平方。

3. 德拜的普朗克定律的推导。[17]每单位体积在温度 T 时，在频率间隔 $d\nu$ 中的平衡能量密度 $\rho(\nu,T)d\nu$ 由下式给出：

$$\rho(\nu,T)d\nu=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}\langle E(\nu,T)\rangle d\nu \tag{15.75}$$

其中，$\langle E\rangle$是频率为 ν 的振子的平衡能量。$\langle E\rangle$的余因子是间隔 $d\nu$ 中的振子密度。处于平衡状态时，每个 E_n 以玻耳兹曼因子 y^n 作权重，其中 $y=\exp(-h\nu/kT)$，见(15.10)式。于是，

$$\langle E(\nu,T)\rangle=(\sum_n E_n y^n)/\sum_n y^n=\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1} \tag{15.76}$$

(15.75)式和(15.76)式是普朗克定律。人们可以通过把(15.76)式中的 E_n 用 E_n^2 来代替而定义爱因斯坦的(15.74)中的$\langle E^2\rangle$。可是，这样做不能重新得出(15.74)式。

4. 正如狄拉克注意到的，H^1 的(15.17)式不是唯一考虑的相互作用。还有另外一个项

$$H^2=\frac{e^2}{2mc^2}(\vec{A}^{tr})^2 \tag{15.77}$$

见参考文献 26，(10)式。第二阶的 H^1 同到第一阶的 H^2 两者的相干和，“在入射频率与原子的吸收或发射谱线的频率不一致时，正好给出克拉默斯和海森伯的色散公式”。当这样的一致发生时，就出现共振散射，这也是狄拉克处理的一种情况。[26,103] 354

5. 当狄拉克引进[104]他的 δ 函数时，他立即评论道：“当然，严格地说 $\delta(x)$不是 x 的一个本征函数，而只能看作一些函数的某种序列的极限。虽然如此，实际上对量子力学所有的实际应用，都可以把 $\delta(x)$当做一个本征函数那样使用，而不会得出错误的结果。”严格的处理导致分布理论。[105]

6. 约旦和泡利的明显协变的对易关系，可以在许多书中，例如希夫的书中找到。[106]这些关系的物理解释和它们与不确定性关系的联系，玻尔和罗森菲尔德作了详细的讨论。[107]他们工作的部分目标，就是清除那个嫌疑[108]：一个加速的带电试验体，它的辐射性质会影响该物体的动量一位置的不确定性关系。

约旦和泡利[19]还评论道，辐射场的无限的零点能(相应于(15.30)式中所有的 $n_j(\vec{k})=0$)能够通过重新安排算符而无痛苦地消除(可见参考文献 109)。这在真空中是正确的，但一般情况并非

如此。例如卡西米尔效应:零点能导致两块导体板之间出现零点压力。[110]

7.在洛伦兹规范中起作用的现代方法依赖以下思想,它由费米在1929年首先提出。[111]

不用(15.55)式,而从下式开始

$$\mathscr{L}=\frac{1}{2}(\vec{E}^2-\vec{H}^2)-\frac{1}{2}\lambda^2 \qquad \lambda=\operatorname{din}\vec{A}+\frac{1}{c}\dot{\phi} \tag{15.78}$$

协变形式的场方程是

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\mu}+\frac{\partial\lambda}{\partial x_\nu}=0 \tag{15.79}$$

与 ϕ 共轭的动量 P_ϕ 是

$$P_\phi=-\lambda \tag{15.80}$$

二难推理:为了得到通常形式的麦克斯韦方程,人们希望(15.79)中的第二项消失,可以看出,这相当于 $\lambda=0$——洛伦兹规范条件(15.60)。但是 $\lambda=0$ 意味着 $P_\phi=0$,如前所见,这意味着人们不能前后无矛盾地量子化。

费米的解答:只有这些态 Ψ,即"物理态"(physical states)在自然界中实现了,对于它们

$$\lambda\Psi=0, \qquad \frac{d\lambda}{dt}\Psi=0 \tag{15.81}$$

355 比算符恒等式 $\lambda=0$ 的要求要弱。(这个过程显然不同于海森伯和泡利处理他们的 ε 项的方法。)关于这个方法更细致的说明在温策尔(G. Wentzel)的书中可以找到。[112]

其他项目:

如果对 A_μ 没有任何限制,电磁场有可能被量子化。但是,这将出现一个不是正定的哈密顿算符。[113]

没有洛伦兹条件的电磁场,是自旋为1的场与自旋为0的场的混合。洛伦兹条件用于从理论中消除自旋为0的状态。[114]

如果光子有一个质量 $m=\hbar\kappa/c$,产生 ϕ 和它的共轭动量就不成问题。在这种情况下,必须在(15.55)式中的 $\mathscr{L}$ 上加一项 $-\kappa^2A_\mu^2/2$。

方程 div $\vec{E}=0$ 变成为 div $\vec{E}+\kappa^2\phi=0$,所以,ϕ 能够作为一个动力学变量被消除而留下 $\vec{E}$。人们可以试着把量子电动力学处理为这种程式的 $\kappa\to 0$ 的极限。但是,这个极限过程出现了奇点,它等价于那些速度为 v 的洛伦兹变换在 $v\to c$ 时所产生的点。[115]

费米正确地应用(15.81)式,但他的形式体系前后不一致。结果,他的 Ψ 有无限大的模。[116]这个困难在最初为自由场情况提出的不定度规的研究中克服了,[117]然后延伸到有源的情况。[118]在费米研究的基础上,这种形式包含了由

$$\lambda^+\Psi=0 \tag{15.82}$$

给定的一种对物理态的约束,其中 λ^+ 是(15.78)式中定义的 λ 的正频率部分。这道方程意味着

$$\langle\Psi|\lambda|\Psi\rangle=0 \tag{15.83}$$

详细情况可见参考文献 119。

Sources, quantum field theory prior to renormalization

Schwinger's source book[120] contains reprints of Dirac's first paper,[25] one of Fermi's papers,[111] and the Jordan-Wigner article.[41]

For reminiscences by participants in the developments see papers by Dirac,[40] Peierls,[121] Weisskopf,[122] and Wentzel.[123]

For historical essays see Jost,[27] Pais,[124] Weinberg,[125] and Wightman,[126] and especially 'Some chapters for a history of quantum field theory: 1938—1952', by Schweber, to be published. I had the privilege to see this article in reprint form.

The evolution of quantum field theory can be followed in the successive reviews by Fermi(1932),[111] Pauli(1933),[23] Pauli(1941),[71] and Pais (up to December 1947),[127] and in the outstanding books by Heitler (1936)[72] and Wentzel (1943).[112] 356

Finally I mention Bromberg's interesting historical essay on particle creation.[128]

References

1. A. Einstein, *Phys. Zeitschr.* 18, 121, 1917.

2. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 5, Section(a), Oxford Univ. Press 1982.

3. J. C. Maxwell, *Theory of Heat*, Chapter 22, Longman, London 1872, repr. by Greenwood Press, Westport, Conn.

4. Ref. 2, Chapter 19, Section(f), and Chapter 22.

5. A. Einstein, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 18, 318, 1916.

6. A. Einstein, *Mitt. Phys. Ges. Zürich* 16, 47, 1916.

7. Cf. Ref. 2, Chapter 21, Section(b).

7a. N. R. Hanson, *The concept of the positron*, Cambridge Univ. Press 1963.

8. W. Heisenberg, interview with T. Kuhn, February 28, 1963, transcript in Niels Bohr Library, Am. Inst. of Physics, New York.

9. M. Born and P. Jordan, *Zeitschr. f. Phys.* 34, 858, 1925.

10. English transl. of Ref. 9 in B. L. van der Waerden, *Sources of quantum mechanics*, Dover, New York 1968.

11. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, October 23, 1925, repr. in *Wolfgang Pauli, scientific correspondence*, referred to as *PC* below, Eds. A. Hermann, K. von Meyenn, and V. Weisskopf, Vol. 1, p. 251, Springer, New York 1979.

12. M. Born, W. Heisenberg, and P. Jordan, *Zeitschr. f. Phys.* 35, 557, 1925; Engl. transl. in Ref. 10.

13. P. Jordan, *Zeitschr. f. Phys.* 30, 297, 1924; cf. also A. Einstein, *Zeitschr. f. Phys.* 31, 784, 1925.

14. A. Einstein, *Phys. Zeitschr.* 10, 185, 817, 1909.

15. Cf. also Ref. 2, Chapter 21, Section(a).

16. A. Einstein, *Ann. der Phys.* 20, 199, 1906; cf. also Ref. 2, Chapter 19, Section(d).

17. P. Debye, *Ann. der Phys.* 33, 1427, 1910.

18. L. S. Ornstein and F. Zernike, *Proc. K. Ak. Amsterdam* 28, 280, 1919; P. Ehrenfest, *Zeitschr. f. Phys.* 34, 362, 1925.

19. P. Jordan and W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* **47**, 151, 1928.
20. Cf. J. J. Gonzalez and H. Wergeland, *K. Nord. Vidensk. Skr.* No. 4, 1973.
21. P. A. M. Dirac, interview with T. Kuhn, May 7, 1963, transcript in Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.
22. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 112, 661, 1926.
23. W. Pauli, in *Handbuch der Physik*, Vol. 24/1, Sections 15 and 16, Springer, Berlin 1933.
24. L. L. Schiff, *Quantum mechanics*, 2nd edn, Chapter 10, McGraw-Hill, New York 1955.
25. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **114**, 243, 1927.
26. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 114, 710, 1927.
27. R. Jost in *Aspects of quantum theory*, Eds. A. Salam and E. P. Wigner, p. 61, Cambridge Univ. Press 1972.
28. Ref. 26, p. 715.
29. Ref. 26, Eqs. (9) and (10).
30. Ref. 24, Sections 48, 46.
31. Ref. 25, p. 262, footnote.
32. Cf. Ref. 24, pp. 352—5.
33. Ref. 25, p. 260.
34. Ref. 25, p. 261.
35. Cf. Ref. 24, pp. 201—5.
36. P. Jordan and O. Klein, *Zeitschr. f. Phys.* **45**, 751, 1927.
37. V. Fock, *Zeitschr. f. Phys.* **75**, 622, 1932; **76**, 852, 1932.
38. P. Jordan, *Zeitschr. f. Phys.* **44**, 473, 1927.
39. M. Born, in *Electrons et photons*, Proc. 5th Solvay conference p. 176, Gauthier-Villars, Paris 1928.
40. P. A. M. Dirac, in *History of twentieth century physics*, p. 140, Academic Press, New York 1977.
41. P. Jordan and E. Wigner, *Zeitschr. f. Phys.* 47, 631, 1928.
42. W. Pauli, letter to H. A. Kramers, February 7, 1928, *PC*, Vol. 1, p. 432.
43. W. Pauli and W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **56**, 1, 1929.
44. Ref. 24, Sections 45, 48.

45. L. Rosenfeld, *Zeitschr. f. Phys.* **63**, 574, 1930.

46. *Wissenschaftliche Abhandlungen von Hermann von Helmholtz*, Vol. 3, p. 476, Barth, Leipzig 1895.

47. H. A. Lorentz, in *Encyclopädie der mathematischen Wissenschaften*, Vol. 5, Chapter 14, Teubner, Leipzig 1904—22.

48. M. Born, *Ann. der Phys.* **28**, 571, 1909.

49. G. Mie, *Ann. der Phys.* **37**, 511, 1912; **39**, 1, 1912, **40**, 1, 1913.

50. Ref. 43, Eq. (46).

51. W. Pauli, letter to O. Klein, February 18, 1929, *PC*, Vol. 1, p. 488.

52. W. Pauli and W. Heisenberg. *Zeitschr. f. Phys.* **59**, 168, 1930.

53. Cf. E. T. Whittaker, *A History of the theories of aether and electricity*. 2nd edn, Vol. 1, pp. 189, 201, Nelson, London 1958.

54. J. C. Maxwell, 'On Faraday's lines of force', 1856, repr. in *The scientific papers of J. C. Maxwell*, Vol. 1, p. 477, Dover, New York.

55. J. C. Maxwell, papers, Ref. 54, Vol. 1, p. 555.

56. Ref. 47, Chapter 14, Section 3; also H. A. Lorentz, *The theory of electrons*, p. 239, Teubner, Leipzig 1909.

57. Cf. also W. Pauli, 'Relativitätstheorie', Section 64, in *Encyclopädie der mathematischen Wissenschaften*, Vol. 5, Teubner, Leipzig 1921.

58. H. Weyl, *Sitz. Ber. Preuss. Ak. Wiss. 1918*, p. 465.

59. H. Weyl, *Math. Zeitschr.* **2**, 384, 1918.

60. H. Weyl, *Ann. der Phys.* **59**, 101, 1919.

61. A. Pais, *Physica* **8**, 1137, 1941.

62. E. Schroedinger, *Ann. der Phys.* **81**, 109, 1926, Eq. (36).

63. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 117, 610, 1928, Eq. (14).

64. W. Gordon, *Zeitschr. f. Phys.* **40**, 117, 1927, esp. p. 119.

65. F. London, *Zeitschr. f. Phys.* **42**, 375, 1927.

66. H. Weyl, *Gruppentheorie und Quantenmechanik*, 1st edn, pp. 87, 88, Hirzel, Leipzig 1928.

67. English transl. of Ref. 66 (2nd edn): *The theory of groups and quantum mechanics*, transl. H. P. Robertson, pp. 100, 101, Dover, New York.

358 68. H. Weyl, *Proc. Nat. Ac. Sci.* **15**, 232, 1929.

69. H. Weyl, *Zeitschr. f. Phys.* 56, 330, 1929.

70. Cf. also Ref. 67, p. 214.

71. W. Pauli, *Rev. Mod. Phys.* 13, 203, 1941.

72. W. Heitler, *The quantum theory of radiation*, lst edn, Clarendon Press, Oxford 1936.

73. Ref. 40, p. 144.

74. W. Heisenberg, *Der Teil und das Ganze*, Piper Verlag, Munich 1969; in English: *Physics and beyond*, transl. A. J. Pomerans, Chapter 8, Harper and Row, New York 1971.

75. W. Heisenberg, interview with T. Kuhn, July 12, 1963. Transcript in the Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.

76. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 118, 351, 1928.

77. P. A. M. Dirac, *Phys. Zeitschr.* 29, 561, 712, 1928.

78. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, May 3, 1928, *PC* Vol. 1, p. 443

79. Ref. 77, p. 562, footnote 2.

80. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, July 31, 1928, *PC* Vol. 1, p. 466.

81. P. A. M. Dirac, letter to O. Klein, July 24, 1928, copy in Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.

82. O. Klein and Y. Nishina, *Zeitschr. f. Phys.* 52, 853, 1929; Y. Nishina, ibid., 869.

83. W. Heisenberg, *Ann. der Phys.* 13, 430, 1932.

84. L. Meitner and H. Hupfeld, *Zeitschr. f. Phys.* 67, 106, 1931.

85. I. Waller, *Zeitschr. f. Phys.* 61, 837, 1930.

86. I. Tamm, *Zeitschr. f. Phys.* 62, 545, 1930.

87. See also Ref. 72, Section 16.

88. O. Klein, *Zeitschr. f. Phys.* 53, 157, 1929.

89. Cf. e. g. C. Itzykson and J. B. Zuber, *Quantum field theory*, Chapter 2, McGraw-Hill, New York 1980.

90. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 126, 360, 1929; also *Nature* 126, 605, 1930.

91. Ref. 40, p. 144.

92. P. A. M. Dirac, letter to N. Bohr, November 26, 1929, copy in Niels Bohr

Library, American Institute of Physics, New York.

93. P. A. M. Dirac, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 26, 361, 1930.

94. P. A. M. Dirac, letter to N. Bohr, December 9, 1929, copy in Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.

95. Ref. 72, pp. 189, 190.

96. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* 35, 562, 1930.

97. Ref. 67, pp. 263—4 and Preface.

98. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 133, 60, 1931.

99. C. D. Anderson, *Science* 76, 238, 1932.

100. C. D. Anderson and H. L. Anderson, in *The birth of particle physics*, Eds. L. M. Brown and L. Hoddeson, p. 131, Cambridge Univ. Press 1983; also C. D. Anderson in *Nobel lectures in Physics 1922—41*, p. 365, Elsevier, New York 1965.

101. C. D. Anderson, interview with C. Weiner, June 30, 1966, transcript in Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.

102. C. D. Anderson, *Phys. Rev.* 43, 491, 1933.

103. Cf. also I. Waller, *Zeitschr. f. Phys.* 21, 213, 1928.

104. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 113, 621, 1927, Section 2.

359 105. Cf. I. Halperin and L. Schwartz, *Introduction to the theory of distributions*, Toronto Univ. Press 1952.

106. Cf. Ref. 24, Eqs. (48. 40—42).

107. N. Bohr and L. Rosenfeld, *Dansk. Vid-Selsk. Mat. -Fys. Medd.* Vol. 12, p. 8, 1933; *Phys. Rev.* 78, 794, 1950.

108. L. Landau and R. Peierls, *Zeitschr. f. Phys.* 69, 56, 1931.

109. L. Rosenfeld and J. Solomon, *J. de Phys.* 2, 139, 1931.

110. H. B. G. Casimir, *Proc. K. Ak. Amsterdam* 51, 793, 1948.

111. E. Fermi, *Rend. Acc. Lincei* 9, 881, 1929; 12, 431, 1930; *Rev. Mod. Phys.* 4, 87, 1932.

112. G. Wentzel, *Einführung in die Quantentheorie der Wellenfelder*, Section 16, Deuticke, Vienna 1943; in English: *Quantum theory of fields*, transl. C. Houtermans and J. M. Jauch, Interscience, New York 1948.

113. L. Rosenfeld, *Zeitschr. f. Phys.* 76, 729, 1932.

114. M. Fierz, *Helv. Phys. Acta* 12, 3, 1939.

115. L. J. F. Broer and A. Pais, *Proc. K. Ak. Amsterdam* 48, 3, 1945.

116. S. T. Ma, *Phys. Rev.* 75, 535, 1949.

117. S. N. Gupta, *Proc, Phys. Soc. London* A 63, 681, 1950.

118. K. Bleuler, *Helv. Phys. Acta* 23, 567, 1950.

119. Ref. 89, Chapter 3.

120. J. Schwinger, *Selected papers on quantum electrodynamics*, Dover, New York 1958.

121. R. Peierls, in *The physicist's conception of nature*, Ed. J. Mehra, p. 370, Reidel, Boston 1973.

122. V. Weisskopf, Ref. 100, p. 56; *Physics Today*, November 1981, p. 69.

123. G. Wentzel, in *Physics in the twentieth century*, p. 48, Interscience, New York 1960, repr. in Ref. 120, p. 380.

124. A. Pais, Ref. 27, p. 79.

125. S. Weinberg, *Daedalus* 106, No. 4, p. 17, 1976.

126. A. Wightman, Ref. 27, p. 95.

127. A. Pais, *Developments in the theory of the electron*, pamphlet, Princeton Univ. Press 1948.

128. J. Bromberg, *Hist. St. Phys. Sc.* 7, 161, 1976.

16. 向无限大开战

我认为,反物质的发现也许是本世纪物理学所有大跳跃中最大的跳跃。

海森伯于 1972 年[1]

(a)引言

泡利身体来回有节奏地晃动着,①有时还伴随着在水平面上摇动的脑袋。当 1931 年夏他在安阿伯逗留①期间出席奥本海默关于狄拉克方程的讲座时,他身体和脑袋运动的频率——随着他激动不安的程度的增加而增加——肯定居高不下。在那次演讲中间(乌伦贝克告诉我)泡利站了起来,冲向黑板,很快抓起一支粉笔。他站在那儿,面对黑板,挥舞着手中的粉笔,然后说:"啊!不,所有那些全是错的。"克拉默斯指示他的朋友泡利听奥本海默把话讲完。泡利慢慢走回来坐了下来。

我不知道当时泡利到底是怎么想的。那次安阿伯暑期讲习班是在狄拉克提出[2]他的反电子(正电子)不久之后举办的,但我吃不准泡利是否知道这件事。② 但无论知道与否都没有太大差别。就在泡利听说这一新思想之后,在安德逊的发现之前,他写道:"我们不认为这条出路[空穴即正电子]值得我们认真地考虑"。[3]

不言而喻,几乎每个人都认为正电子的检测是证实狄拉克理论

---

① 第 14 章,(d)节。

② 狄拉克的论文于 9 月成印。

的一种办法。然而它的基本思想——一个正电子是在无限的负电子海中的一个空穴——仍然有些让人讨厌，而且这种反应并非没有理由。即使像真空这种最简单的状态，也是由无限多个粒子组成的复合体，即被完全填满的海，这怎么不让人心烦呢。且不管这些粒子之间的相互作用，单就真空有一个负的无限大的"零点能"和一个无限大的"零点电荷"就让人觉得可怕。泡利不喜欢它们，甚至在正电子被发现之后，他还写信给狄拉克："我不相信你的'空穴'概念，即使证实了'反电子'我也不信"。[4] 然而，事情到此还没有结束。泡利在一个月后写信给海森伯："我不相信空穴理论，因为我宁愿在自然定律中有正电和负电之间的不对称性（把经验上建立起来的不对称性转 361 移到一个初始状态，不能令我满意）。"[5] 关于零点无限大，直接了当地说，实际上是无关痛痒的，它能够用理论的一种简单重构来消除（如我们将看到的）。

其他成功很快随着正电子的发现接踵而来。中等能量范围内的克莱因一仁科公式结果不错，对于幅射损失（轫致辐射）和电子一正电子对的产生和湮灭的预言也相当不错。然而，研究场论的领袖们继续表现出严重的担忧。他们担心的理由（在第 15 章(a)节简单地提到过）是显而易见的。即使在零点能和零点电荷被消除后，正电子理论仍然被由相互作用引起的无限大所非难。所有好的结果都是在前面阶次的近似中得到的。所有更高阶次的近似则是发散的。（"近似"的概念在(d)节中定义。）

本章的主要目的是描述这些无限大如何得到确认，以及理论家们如何对这些完全可以被称作一个新危机的东西作出反响：如何去应付一种在近似情形下工作得很好、但严格地讲又毫无意义的理论。正如泡利于 1936 年在普林斯顿召开的一个研讨会上所说："成功似乎是在狄拉克一边，而不是在逻辑一边"。[6]

以下回忆中将遇到的一些无限大，不只是在正电子理论中遇到，实际上在经典时代的历史中，也常常遇到；因此我有必要写下本章的(c)节，以介绍正电子理论之前的无限大。

在更精确地定义这个论题之前，我要再体验一下在30年代积极专注这些问题的人士的某些态度。首先是狄拉克的评论[7]（前边提到过①），他中肯地提出对能量守恒定律有效性的某些怀疑："我们必须放弃的[现存理论的]唯一重要的事实，就是量子电动力学……我们可以毫无悔意地放弃它——事实上，由于它的极端复杂性，大多数物理学家将高兴地看到它的末日。"

这些话写于1936年，那时狄拉克已完成了最后几项意义重大的贡献：磁单极理论，把哈特里(D. R. Hartree)的自洽场方法应用到空穴理论，以及真空极化((d)节)的确认。此后，他对量子电动力学的极度不满，导致他确信人们应该抛弃这一理论并寻求一个新的起点。他几次想完成这种新的尝试(见(e)节)，但都没有成功。

接下来有海森伯[8]于1935年写给泡利的信："谈到量子电动力学，我们现在所处的阶段就像1922年量子力学所处的阶段那样。我们知道一切都错了。但是为了离开目前流行的理论，寻找新的方向，我们必须做出比目前流行的理论更好的研究成果。"

362

显然，海森伯与狄拉克一样对这一理论持有怀疑，但与狄拉克不同，海森伯采取的立场是：勇敢地直面这个问题，进步也许是可能的。他是理论物理学家中非常小的一帮中的一员，他们有勇气揭示直到20世纪40年代末还处于不确定状态的量子电动力学的那些困难，那以后，重整化就会提供更系统和更成功地处理这些问题的方法。海森伯1935年给泡利的信也很有趣，因为它与他后来在本节末提到的见解有着尖锐的反差。不管人们在细节上同不同意他在1972年所说的话，正电子理论无疑是理论物理学在20世纪30年代最大的胜利——但这一切只有在反思中才变得明白。

我最后一个证人是温策尔，他的30年代的回忆录[9]写于1960年。"尽管有那些失败，但人们普遍相信，量子电动力学作为原子理论最重要的、尽管还不完美的一种工具，仍然具有生命力……但对这

① 第14章(d)，节5部分。

些基本困难的认识仍然重重地压在我们的心上。”

我相信这一系列意见标志着那十年的反复无常。那个时期，泡利、海森伯和温策尔都不能坚持一种固定不变的立场。同样不能忘记的是，这些人虽然只有30岁左右，但已是久经考验的老运动员了，他们参与建立了伟大的非相对论性量子力学。那些经验必定影响了他们对正电子理论的看法。在那些年代，仅仅几年的年龄变化就能相当于一代人的差别。只举一个例子：对量子场论作出深刻影响的奥本海默只比泡利小4岁。此外，当我后来偶然与他们在一起时，我注意到奥本海默常常把泡利看成是童年时期反抗的老前辈，这也是可以理解的。

我用实验家的几个评论来总结这些典型的观点。正如在前面一章的结尾中提到的，1932年9月，安德逊宣布了[10]他观测正电子的初步证据。1933年2月，他得到了更详细的结果。[11]同时，在那个月的早些时候，卡文迪什独立地确证了这一结果。1932年的某时在卡文迪什，对盖革计数器非常熟悉的奥卡利尼(G. P. S. Occhialini)开始与云室专家布莱克特一起工作。“按照布莱克特所说，盖革计数器在当时是一种非常精密、敏感和难以对付的装置。如他所说：‘为了使它工作，你不得不在大斋期的某个星期五的晚上在金属丝上吐唾沫！’①他们决定共享他们对仪器的知识，共同来研究宇宙射线。”[12]其结果是发明了计数器控制的云室，当云室上下两个盖革记数器的脉冲相符合时，云室就发生触发膨胀。[13]“他们一看到安德逊的文章，立刻在自己的感光板上寻找[正电子]事件，结果发现了大量这样的事件”，[12]包括出现许多电子一正电子对的事件。[14]他们考虑了这些粒子对起源的三种可能性：它们可能在被冲击的原子核中早已存在，或者在入射粒子中早已存在，或者“它们在碰撞过程中产生……有理由采用最后一种假设”。从他们的论文[15]中明显可见，他们已经与狄拉克

363

① 大斋期(Lent)：基督教节期。信徒斋戒准备庆祝耶稣复活节的时间。斋戒40天(星期天除外)，模拟当年耶稣在旷野禁食，吐唾沫意虔诚，是一句戏言。——译注

取得了联系。事实上布莱克特后来回忆[12]道，狄拉克的工作与他们很密切，并且狄拉克常常就在他们的实验室里。

奥本海默是正电子理论方面的专家，他在加州理工学院度过不少时间，我想知道他是否同样曾向安德逊提出过粒子对形成的机制。当我最近问安德逊时，他回答道："我至今还很惊奇，[奥本海默]并未想到粒子的产生①……那时候他在帕萨迪纳，随时都能接触到任何新的结果……我们（甚至我）都熟悉狄拉克的[空穴理论]解释……我从布莱克特一奥卡利尼的论文中第一次获悉粒子对产生的想法……并立刻认识到它是正确的。"[17]

我再次回到布莱克特。在 1962 年，当被问到他和奥卡利尼作出发现的时候，知道狄拉克理论有多久时，他回答道，回忆不起来了，但无论如何那没有什么关系，因为没有人认真地把狄拉克的理论当作一回事。[12]我倾向于认为，直至那时，我们仍然能见到卢瑟福的影响。他在 1933 年作了一个关于理论物理学的独特的评论[18]："在我看来，我们在实验开始之前就有了正电子理论，这在某些方面是令人遗憾的。布莱克特竭尽全力不受这个理论的影响，但对结果预先加以考虑本身就肯定不可避免地在一定程度上受到影响。如果这一理论在实验事实被确认之后得出，那么我会更加喜欢它。"

有关 20 世纪 30 年代初实验物理学以及它在量子电动力学上的意义，再讲最后一句话。那个时期的标志不仅表现在无限大给理论带来的困难，而且也表现在宇宙射线的实验所揭示出的混乱。例如，1932 年 4 月，密立根和安德逊在宇宙射线的云室观察报告的结论中写道[19]："像克莱因一仁科这样的公式……在宇宙射线领域中不可能有效。"

几年以后才能明白，理论和实验之间明显的冲突是由于宇宙射线中存在介子而引起的。与此同时，人们发现在文献中又重新提到，量子电动力学在 100MeV 能量级范围内出了问题（见下面(d)节第

364

① 奥本海默有关这方面的回忆，见参考文献 16。

一部分)。

1920～1930年是物理学前沿的精华尽在欧洲的最后一个十年。从20世纪30年代开始,我们遇上了源于美国和日本的对量子场论的十分重要的贡献。日本的贡献留在第17章,我在(b)节转到美国物理学面貌的概述,并着重论述奥本海默在把量子电动力学带到美国,并使它在那儿繁荣兴旺的过程中所起的作用。(c)节如上所说,讲述无限大的早期历史。(d)节专门介绍20世纪30年代的量子电动力学,开始是列举在二阶计算中所得到的正确结果,此后讲述对无限大的早期争论。最后(e)节讲的是由于量子电动力学的缺陷,人们寻找它的替换物。这些努力有时候为了避开正电子理论带来的困难而回避它,于是呈现出一种奇怪的多样性。如果只是为了说明事物怎样存在以及下一步如何发展这两方面意见的多样性,那么,在这些徒劳的尝试中还是有一些是值得一提的。

(b)美国的物理学:成熟的开始;奥本海默出场

1899年5月20日,38位物理学家①聚集在哥伦比亚大学的费耶惠泽礼堂成立美国物理学会。他们选出两位有国际声誉的同事作为高级理事:罗兰为会长,迈克尔逊(几年之后他将成为美国第一位诺贝尔物理学奖得主)为副会长。由尼科尔斯(E. L. Nichols)创办的《物理评论》六年以前已开始发行。它的前十五卷的扉页上标明"代康乃尔大学发行"。在1903年,它改写为"由美国物理学会合作指导"。

虽然美国已经于1861年(由耶鲁大学)授予了第一个物理学哲学博士学位,但罗兰和迈克尔逊都没有正式获得这一学位。[21]在那以前,美国物理学主要由一小批相当杰出的人士所代表,每个人的工作

① 他们的名字罗列在参考文献20中。

实际上都处于孤立状态。在19世纪最后几十年，由于越来越多的美国人出国完成他们的物理学研究，就开始形成一个较为广泛的基础。1900年以前，已经有一些最重要的欧洲物理学家来美国访问：他们是赫姆霍兹、瑞利、卢瑟福、W. 汤姆孙（开尔文）、J. J. 汤姆逊和廷德尔。卓越的访问者的名单快速增长。在1910年之前，J. J. 汤姆逊、卢瑟福和能斯脱担任过耶鲁大学的西利曼讲座教席；玻耳兹曼和卢瑟福曾在伯克利大学执教；洛伦兹和普朗克曾在哥伦比亚大学执教；金斯和理查森（O. W. Richardson）加入了普林斯顿的教师阵容。①

365

美国国内，教育机会和实验设备得到改进，在实验物理学中也取得了丰收。但是，美国人在理论物理学的新前沿，即旧量子论和狭义相对论中的活动只是刚刚起步。不过还是有一些杰出的贡献，例如肯布尔②（E. C. Kemble）（哈佛大学）论带光谱，[24]范弗莱克（J. H. van Vleck）[25]和斯莱特[26]论辐射的旧量子论，以及刘易斯（G. N. Lewis）和托尔曼（麻省理工学院）[27]论相对论中的能量一动量定律。③

20世纪20年代，新的一代在欧洲形成四个主要的学派，他们正在为即将来临的局面作准备：哥本哈根的玻尔学派，哥廷根的玻恩学派，剑桥的卢瑟福学派和慕尼黑的索末菲学派。“在1926年冬”，康普顿（K. T. Compton）曾回忆道，“我在哥廷根这个量子智者的源头发现超过20名美国人。”[29]此外，到1930年，玻尔、玻恩、狄拉克、薛定谔和索末菲在美国布讲了新的福音。20世纪20年代，美国还建立了国家研究联谊会，这是支持博士后研究的第一个国家规划。国际教育委员会和古根海姆纪念基金会也先后建立起来，与此同时还适当地设立了研究津贴。

美国在实验物理学中继续保持在一个高水平上。当量子力学时

① 从1872年到1935年到美国的欧洲访问学者的名单见参考文献22。

② 1929年肯布尔在《现代物理评论》上发表了关于量子力学的第一篇评论性文章。[23]

③ 还有美国人在磁学方面对旧量子论的贡献。[28]

代开始时,美国对理论物理学的贡献的急剧增多成了最具特色的新事物。范弗莱克后来说:“相当突然地……美国进入了物理学的成年期,尽管我们并未提出……量子力学,但我们年青的理论家迅速地加入了这个行列。”[30]

到 1930 年,他们中的一批人在量子理论中开始出名,其中包括布赖特(G. Breit)、康登、丹尼森、伊卡特(C. Eckart)、豪斯顿(W. Houston)、洛密斯(W. Loomis)、马根瑙(H. Margenau)、摩尔斯(P. M. Morse)、马利肯(R. S. Mulliken)、奥本海默、鲍林(L. C. Pauling)、拉比、斯莱特、斯特拉通(J. A. Stratton)和范弗莱克。“到 1930 年左右,《物理评论》和《哲学杂志》的地位来了个互换。”[30]

伴随着美国本土人的奋起,①欧洲物理学家不断涌进美国,其原因有二:一是欧洲学术职位缺乏,二是美国对年青人才的渴望。在本书前面遇到的几个人在希特勒时期以前就曾在美国工作过,如:高斯密特、赫茨菲尔德(K. Herzfeld)、兰德、冯·诺伊曼、L. H. 托马斯、乌伦贝克和维格纳。② 这份名单在 1933 年之后,当纳粹开始他们对西欧文化的摧残时迅猛增长。“这些杰出的欧洲人是负责任的,不仅负责使我们成长,而且更负责使我们进一步变得出类拔粹。”[30]这些后来的流亡者中最突出的当然是爱因斯坦,他的声望比他后来的贡献,更能增加美国科学机构的威信。当他在 1934 年召开的 AAAS③ 会议上作报告时,只有凭票才能入场,而且有些报社记者打碎了玻璃窗才得以进入会场。[30] 366

在安阿伯召开的夏季专题讨论会对于刺激理论物理学在美国的成长的作用,值得专门一提。这些聚会开始于 1923 年,几年之后当四个年青人负起主要责任时,获得了额外的活力。他们是丹尼森、高

---

① 像布赖特和拉比这些出生在国外,但从小生长在美国的人也算在内。

② 1936 年以前流亡到美国的科学家的名单见参考文献 31。

③ AAAS(American Association for Advancement of Science):美国科学发展协会。——译注

斯密特、拉博特(O. Laporte)和乌伦贝克。在二次世界大战之前,在夏季讨论会上演讲的人中间有贝特(2次)、玻尔、狄拉克、埃伦费斯特、费米(4次)、海森伯、克拉默斯(2次)、泡利(2次)、索末菲和维格纳。费米于1930年作的关于量子电动力学的讲座,对传播量子场论特别有意义。后来讲稿由乌伦贝克编辑,不久以后出版发行。[32]费米的陈述让更多的读者更清楚地理解了这门新学科,尤其是它包含大量的应用。根据乌伦贝克所说,费米曾在罗马的一个柏立兹(Berlitz)学校举办一个用英语讲授的课程,他的英语十分流畅,但是仍有不轻的意大利口音。如把"finite"读成"feeneetay"。当一个听众问关于"infinite"的问题时,费米就不懂了。乌伦贝克只得出面解释。费米笑了笑说:"啊! infeeneetay。"①

由于伯奇(R. T. Birge)(伯克利)和密立根(帕萨迪纳)强有力的行政管理能力,吸引了更多的理论物理学人才来到加利福尼亚。于是就出现这种情况,在1929年,J.罗伯特·奥本海默去往那遥远的美国西部,教授粒子是如何产生,又是如何消失的。

当奥本海默在化学上以最优秀的成绩从哈佛学院毕业时,他就对物理学有强烈的爱好,并广泛地阅读了物理学的书籍。1925年10月,他作为一名研究人员进入剑桥的基督学院。他开始想做实验物理学研究,希望在卢瑟福那儿工作;"但是卢瑟福不想要我",[33]所以他只好到J.J.汤姆逊手下工作。他很快被新的理论发展强烈地吸引住了。"我来到欧洲以后才开始学习量子力学……我养成了尽快阅读的习惯,一切能弄到手的书都要尽快读完。"否勒成为他理论物理学的第一位导师。他逐渐认识来探访的同学狄拉克、玻尔、玻恩以及埃伦费斯特。"当卢瑟福把我介绍给玻尔时,他问我正从事什么工作。我告诉了他,他又说,'进展如何?'我说,'困难不少'。他说,'这些

367

① 英语中"有限"即finite,"无限"即infinite。费米因为口音不准造成笑话。——译注

困难是数学上的还是物理学上的?'我说,'我不知道。'他说,'那太糟了'。"[33]

在与否勒和狄拉克讨论的激励下,奥本海默发表了他最早两篇论述量子力学的文章。因此,他在剑桥不是没有收获。然而更重要的是,对他来说那是一个情绪高度不稳定的时期。卢瑟福告诉狄拉克,他曾经有一次看到奥本海默晕倒在实验室的地板上。(狄拉克后来在哥廷根目睹了一个类似的事件。[34])1926 年 1 月,奥本海默试图扼死他的一个密友(没有造成伤害)。[35,36]后来去看精神病医生,第一次在剑桥,后来一次在伦敦。[37]这种情绪反常的原因我不太清楚。我的印象是奥本海默从实验物理学向理论物理学的转变在其间起了某种作用,但只是一种次要的作用。无论如何他脱离了危险。但是在以后和他相识的 16 年中,我逐渐认识到在他超凡魅力的外表后面,总是有一种难以隐藏的巨大的不安全感,由此表现出一种同他的年龄和地位都不相称的傲慢无礼和偶而尖酸刻薄的态度。拉比论奥本海默的六页文章[38],比任何其他的文章都更深刻地描述了奥本海默的为人。拉比说得很好:"奥本海默不够超脱。"

在 1926 年夏,奥本海默随埃伦费斯特工作了几个月。在莱顿时期,奥本海默与乌伦贝克合住一套房间,乌伦贝克记得他在那时非常需要亲密的友情。奥本海默从那儿去了哥廷根,一直停留到 1927 年夏。他开始活跃起来了,他的老师玻恩后来回忆说,奥本海默那时已经是一个有极大的才能和意识到自己才能的人。从那时起他开始养成一种有时让人讨厌的习惯,即在别人说话结束以前就向那人解释他刚说的话。[39]在哥廷根,奥本海默以论述连续光谱的量子力学[40]得到了博士学位,这在当时是一个困难的课题。他在量子场论之前的贡献包含在 17 篇论文中,有几篇非常出色,我就不详细讨论了。①只需举几个例子。他与玻恩一起,在分子光谱理论中提出了近似方法。[42]他是第一个注意并计算金属表面的电子的场发射中量子力学

---

① 参考文献 41 中有这方面工作的一个分析。

隧道效应的人，[43]同时也是第一个处理[44]在电子碰撞中交换干涉的人。①

1927 年夏回到美国后，奥本海默把一年的 NRC② 研究职位分在哈佛、伯克利和加州理工学院三处。他的未来计划开始成型。“我一边访问伯克利一边想，我喜欢到伯克利去，因为它是个荒凉的地方。那里没有理论物理学，因此我想，在那里开始做某些事情肯定比较合适。我也想到那儿会有危险，因为太远，我会和主流失去接触，所以我保持与加州理工学院的联系……在这儿我如果错得太远会有人制止我。”然而，他首先倾向于利用另一年的 NRC 研究职位再去欧洲逗留一些时间。“我有一点肺结核……不太严重，但我在这个夏天要上山……由于这场病，我稍稍推迟了去欧洲的时间。”[16]

368

1928 年 9 月，奥本海默回到埃伦费斯特那儿。③ “我到埃伦费斯特那儿，是因为他要求我去，我对他非常敬佩。”[16]埃伦费斯特认为奥本海默不错，但发现他过于性急和博学。[45]埃伦费斯特指导奥本海默的下一步行动，这对他的科学生涯具有决定性的意义：他劝阻奥本海默还要去哥本哈根的打算。“[正是]埃伦费斯特认定：玻尔广博的思想和含混模糊不是我所需要的药剂，我所需要的是一个职业计算物理学家的指导，而泡利对我将是合适的。”[16] 11 月埃伦费斯特写信给泡利：“他[奥本海默]总是有非常机智的想法……我真的确信，为了他的(杰出)科学才能的充分发展，[他]应该及时地经受一点亲切的捶打才能成型。”[46]

奥本海默来到苏黎世(1929 年 1 月)后不久，泡利给埃伦费斯特讲述了他对奥本海默的印象[47]。他的长处：有许多好的思想，富于创造性。他的弱点：过快地满足于不完全有根据的陈述，缺少坚忍不拔和彻底性，处在一种半信半疑和一知半解状态就丢下问题不管。“但

① 著名的散射公式 $\sigma(\vartheta)=(|f(\vartheta)+g(\vartheta)|^2+3|f(\vartheta)-g(\vartheta)|^2)/4$ 是他的功劳。

② NRC(National Research Council)：美国国家科学研究委员会。——译注

③ 这段在荷兰的时期，他还与克拉默斯一起在乌得勒支渡过了一个月。

是我确信,随着时间的进展,通过有力和耐心的劝导,他能改进。"泡利进一步注意到,奥本海默完全把他(泡利)当成一个权威人物。"我确知他对外来权威的需要是如何产生的。权威们必须解决他的难题并回答他的提问,所以他不必自己去做。(当然他并没有清楚地意识到这个联系,只不过潜伏在无意识之中)。"泡利对拉比(当时他也在苏黎世)说,奥本海默似乎把物理学看作是副业,而把精神分析看作他的正式职业。[38]

泡利所希望的改进,结果证明是完全正确的。奥本海默很快完成了一篇电子在库仑场中辐射的论文[48],对此泡利赞许地写信给索末菲。[49]然后他继续研究量子电动力学。他到达苏黎世的时间选择得极为理想。3月,海森伯和泡利文章的第一部分[50]业已完成,接着他们又立即继续第二部分。[51]要知道,①这就是为20世纪30年代的库仑规范计算打下基础的论文。因此,奥本海默非常幸运地在最有利的情形下进入应用量子电动力学。② 他很好地利用了它,并完成了一篇论自能问题的文章,在下一节我还要回到这个工作上。海森伯向泡利提议,把这一工作放进他们的文章的第二部分中去,让奥本海默作为共同作者。[52] 369

实际上,奥本海默的贡献(他称它为"海森伯一泡利论文的第三部分"[16])是他回到美国后于1929年6月单独发表的。(直到第二次世界大战结束他才回到欧洲。)他的欧洲旅行可能有时对他是极其困难的,但是大家都说他的收获很大。现在他正成为美国量子场论的领衔导师。

1929年秋,奥本海默同时被任命为伯克利和加州理工学院的助理教授。③ 伯克利是他的主要工作地,他住在勒·孔特大楼219房。

---

① 见第15章(e)节。

② 奥本海默后来把海森伯一泡利的文章看成是"一个怪异的大错"[16],实在是相当过分,甚至还拿重整化引起的进展当作马后炮。

③ 1931年他在两个地方都被提升为副教授,1936年提升为正教授。

为理论家提供的空间有限。例如，他后来的一个学生兰姆(W. E. Lamb)就在奥本海默本人的办公室里放了一张桌子。[53]

"大家对我的反应是，我是一个非常别扭的演讲者，"奥本海默后来回忆说。在以后几年我常常听他讲课，感觉他的讲课就像教士布道一样。他教课的风格非同一般；他在创造。有几次我在听他的讲座时因激动而走开，后来才认识到好多都没听懂。他讲话声音柔软而轻，这可以用在加州理工学院的一次讨论会上他和埃伦费斯特之间的谈话来说明。埃伦费斯特："请大声点，亲爱的奥本海默。"奥本海默："但这房间太大。"埃伦费斯特："你总是降低你的声音，所以我们听不到。甚至在一个公用电话亭里，我也不能听到你的声音。"[54] 然而内容高于风格，由贝特(H. A. Bethe)作出的以下判断[41]，充分体现了这一点："除了[他的]大量的科学工作以外，奥本海默还创造了美国历史上最伟大的理论物理学学派。在他以前，理论物理学在美国是一个规模很小的事业，虽然有几位杰出的代表。他带到教学中最重要的东西或许就是他高雅的情趣。他总是知道最重要的问题是什么，这从他对论题的选择就可以看出来。他确实总是与这些问题纠缠在一起，而且力争去解决；他还常把他所关心的事情与他的小组交流。在他的全盛期，他的小组中有大约 8 个或 10 个研究生和大约 6 位博士后研究人员。他与他的小组成员在他的办公室中一天见一次面，一个接着一个地讨论学生们研究问题的状况……[他的]讲课从来不是很容易被接受的，但能使学生们感受到所讲述论题的美感，并传递他对它们发展的激情。"

奥本海默最大的贡献莫过于他培养的一群哲学博士，其中包括卡尔森(F. Carlson)、克利斯蒂(R. F. Christy)、丹科夫(S. M. Dancoff)、Shuichi Kusaka、兰姆、摩里逊(P. Morrison)、斯奈德(H. Snyder)和弗尔科夫(G. Volkoff)，还有与他一起工作的 NRC 研究员，其中有：弗瑞(W. H. Furry)、普莱瑟特(M. S. Plessett)、萨克斯(R. G. Sachs)、希夫、施温格、塞伯尔(R. Serber)和宇林(E. A. Uehling)。这些年青人与奥本海默一起工作在量子电动力学、

370

宇宙射线物理学、介子、核物理学和天体物理学等领域里。在那个时期，奥本海默本人继续作出重大贡献（他的某些工作将在下一节或下一章中讨论）。但是他的计算总是包含着错误，正如塞伯尔回忆的那样："他的物理学不错，但是他的算术糟透了"。[41a]

至于以后的岁月，一般有这样一致的意见：奥本海默是洛斯阿拉莫斯计划的一位杰出的指挥员。关于那些战争岁月以及他以后的坎坷生涯已经有了许多作品。我不认为物理学研究是唯一的救世之路，但我相信，他的任何其他贡献，比起他在第二次世界大战之前十年为美国物理学的发展所做的贡献，都不会获得更高的评价和更长久的生命力。

(c)序幕：正电子理论出现之前的无限大

在世纪之交，电子曾有一度被考虑成是一颗小的弹子，它有电荷 e，质量 m，以及"经典电子半径"a：

$$a=\frac{e^2}{mc^2} \tag{16.1}$$

这个 a 的值是从以下的动力学假设推导出来的：一个电子静止时的静电能，即所谓的自能，是产生它的质量的全部原因，亦即有 $e^2/a=mc^2$。为什么这个小球没有因为各部分之间的静电斥力而破裂，谁也不清楚；也不存在任何实验证明电子大小到底应该取什么值。a 成为一个观察量的唯一地方，是适用于软 X 射线在电子上散射的汤姆逊截面 $\sigma=8\pi a^2/3$（见(9.51)式）。当然，这种长波散射并没有告诉我们散射体的大小；人们通常需要能量为$\sim 137mc^2$ 的 X 射线才能探测到 a 的数量级——然而，在这种情况下汤姆逊公式不再成立。

然后狭义相对论降临了。

现在产生了一个新问题：如何能使一个有限大小的电子服从一般的运动学关系式

$$E^2=c^2p^2+m^2c^4 \tag{16.2}$$

呢？人们假设这个式子对于稳定的系统成立，而电子在实验上是一个稳定系统，但理论上却又不是的。①

371 爱因斯坦虽然对(16.2)式的实验上的有效性抱有极大兴趣②，但他很聪明，从来没有在狭义相对论的任何论文中涉及电子稳定性的动力学问题。事实上据我所知，"经典电子半径"这一术语从来没有在他的著作中出现过。一直到1919年，在他掌握了引力之后，他才对稳定性问题作了一个简短的评论。在一篇题为《引力场在物质的基本粒子结构中起一种重要的作用吗？》[56]的文章中，他建议，引力的吸引和电磁的排斥可以把电子维系住。③ 正如在那段时期经常发生的情况那样，这个想法来而复去，没有留下任何痕迹。然而，在他朝向统一场论的所有奋斗中，寻求场方程的类粒子稳定解，永远是他首要关心的事情之一。[57]

洛伦兹对狭义相对论的要求有迥然不同的反应。自从19世纪90年代在他心中有了一个动力学的电子模型以后，[58]它就一直留在他的心中，直到他1928年去世。1906年，在狭义相对论提出后不久，他在哥伦比亚大学作讲演时对稳定性问题有这样的说法[58]："在思考这些微小的粒子的结构时，我们一定不要忘记，可能会有许多现在做梦也想不到的可能性；很可能是，其他内部的力足以保证这一系统的稳定性，也许归根到底，当我们把我们原先的力的概念应用到电子这个部分上时，我们完全走在错误的道路上。"④

除了由古斯塔夫·米作出的一个认真但不成功的努力，⑤电子

---

① 按照狭义相对论，任何系统的能量是由它的能量一动量张量的44个分量的空间积分所给定的。这个积分的变换性质当且仅当系统是稳定时，它才包含(16.2)式。

② 参考第4章，(f)节和参考文献55。

③ 一个非零宇宙学常数对于他的论据是重要的。

④ 这个问题是在洛伦兹讨论彭加勒的思想的过程中产生的，彭加勒认为电子之所以维持平衡是由于非电磁起源的应力所致。洛伦兹已发现这种平衡对变形是不稳定的。[55]

⑤ 米试图修改麦克斯韦一洛伦兹方程，他认为电子内部由附加的纯粹的电磁力所维系，这种力抵制库仑的排斥力。

结构的问题在以后 20 年间退隐到后台去了。① 对此人们能想到以下几个原因。首先，这一问题难对付；第二，质子的发现提出这样一个问题：如何找到包含两个而不是一个基本粒子的模型；第三，旧量子论越来越占据中心舞台。当玻尔提出他的氢原子理论时，他引入了电子的坐标 $\vec{q}$ 和动量 $\vec{p}$，但一点没有提及它有限的大小。人们可能认为这很自然，因为氢的基态轨道的半径是 a 的$(137)^2$ 倍，所以实际上，a 不会起什么作用。无论如何，**旧量子论使电子成为一个没有空间扩延的客体变得轻松容易了。**

即使狭义相对论厌恶有限大小的刚体，经典电子半径仍然是一个仅在后台徘徊的概念。在可以选择的方案中，点状电子因为其他一些原因而令人憎恶，如，电子的零半径意味着一个无限的自能，372 e^2/a，$a\to 0$。所以我想，人们与其承认一个粒子有无限的质量，倒不如承认一个粒子的有限大小。

单个电子和质子似乎还不十分麻烦，倒是原子核由质子和电子经库仑力维系在一起的图象，引起了额外的混乱。② 1925 年，弗兰克尔（Y. I. Frenkel）尝试着从这种核模型中找出什么道理来，结果是白费力气[63]（详细情况并不重要），他最后放弃了这些小弹子："从电磁观点来看……一个有限空间延展的电子，其内部平衡成了一个破解不了的谜。我认为这个谜（以及与它相关的问题）是一个故弄玄虚的难题。它之所以产生，是因为人们把一种只能应用于原子等组合系统的分割原则，不谨慎地应用到"最小"的粒子、物质的基本成份（电子）上的结果。电子不仅在物理上是不能分割的，而且在几何上也是不能分割的。它们在空间上根本就没有延伸。一个电子各部分之间的内部力并不存在，因为这些部分是根本找不到的。于是质量的电磁解释这个问题就不存在了。"[64]

这或许是第一次有人明确地选择了点模型。

---

① 泡利对 1921 年以前的发展进行评论时，批评了爱因斯坦和米的建议。[62]

② 第 11 章，(e)节。

然后出现了非相对论量子力学。

正像在旧的玻尔一索末菲理论中的情况一样，电子继续被一个$\vec{q}$和一个$\vec{p}$来描述，当然，现在它们被看做是两个不对易的算符。氢原子的薛定谔方程描述电子但根本就不涉及它的大小；如果电子的行为是一个粒子，它就是一个点粒子。**非相对论量子力学继续和缓地向点模型过渡。**

不久，电子静电自能的问题在量子力学中出现了，这个量现在被定义为在零动量状态的一个电子库仑能算符的期望值。先是约旦和克莱因[65]，后来是海森伯和泡利[66]，人们注意到，正如在经典理论中的情况那样，这项能量当$a\rightarrow 0$时，是e^2/a的极限。

然后出现了量子电动力学和狄拉克方程。

让我们先考虑从1928年初到1929年末的这段时间。狄拉克方程发现了，量子电动力学有了开端，但是还没有空穴理论，更不用说正电子理论了。在那个时期，奥本海默作了一个自能的新来源的重要发现[67]，这是一种典型的量子效应，在经典物理学中没有对应物。(这项工作曾被考虑与海森伯和泡利联名发表，见前面的章节。)

373 奥本海默从狄拉克的二阶微扰公式(15.33)开始计算矩阵元H_{fi}，

$$H_{fi}=\sum_{j}\frac{H^1_{fj}H^1_{ji}}{E_i-E_j} \tag{16.3}$$

并采用表达式(15.71)计算微扰H^1：

$$H^1=-\int\vec{j}\vec{A}^{tr}\mathrm{d}\vec{x},\qquad j=ie\overline{\psi}\vec{\gamma}\psi \tag{16.4}$$

(16.3)式也可以应用于$i=f$的情况，在这种情况它代表了一个对i态的能量的微扰。令这个态是一个单个自由[68]①电子e，其动量为$\vec{p}$，能量$E(p)=c(p^2+m^2c^2)^{1/2}$(以及给定的自旋)。在这种情况下，跃

① 奥本海默实际上考虑了一个电子在一个束缚原子态的情况。然而如沃勒所指出的，他的所有定性的结论对于一个自由电子仍然有效，不久后罗森菲尔德为一个束缚在一个谐振子势中的电子做了一个相似的计算。[69]

迁 $i \to j \to i$ 的结果是

$$e \to e' + 光子 \to e \tag{16.5}$$

其中各个虚状态对应于 e' 和光子之间所有满足动量守恒的 $\vec{p}$ 的配分。**这种状态有无限多个。**而且按 1929 年的精神，负能态仍然是空的，所以对任何动量，在 e' 能够处于一个正能态的能级的同时，它也能处于一个负能态。人们发现这项自能 $W(\vec{p})$ 为

$$W(\vec{p}) \sim \frac{e^2 \hbar^2 c^2}{\hbar c E(p)} \int k \mathrm{d}k \tag{16.6}$$

再加上较小的项，其中当然包括静电自能。因此量子效应使形势似乎变得更糟：对 W 的经典贡献是线性发散（当 $a \to 0$，$\sim 1/a$），在量子电动力学中却是平方发散的，这是因为(16.6)中的积分延伸到无限！更应该注意的是

$$W(\vec{p}_1) - W(\vec{p}_2) \tag{16.7}$$

也是无限的结果。如奥本海默所强调的，自能效应引起光谱线的无限位移。

对无限大的战斗延续到今天，但前景不像 1930 年那么暗淡和混乱了。正如将在下一节中所见，几年以后正电子理论引起了重大改变。不管是经典线性发散还是量子力学的平方发散原来都是假象。以后我们将看到奥本海默的位移光谱线的思想在重整化纲领的帮助下，在有限项中得到了回答。 374

(d)三十年代的量子电动力学

1. 二阶成功。从量子电动力学的第一个计算，即狄拉克在 1926 年末处理了自发辐射算起[①]一直到现在，所有我们知道的量子电动力学都以微扰理论作基础。尽管这个方法不错，我们还是想摆脱它。

---

① 第 15 章，(c)节。

不过我们不知道如何去摆脱它。

微扰展开的基础是(如果把这种基础说成是"被证明……"就太过分了)把基本电荷 e 看成一个小的参量,或者把它表示为更加适当的无量纲的项,即

$$\alpha=\frac{e^2}{\hbar c}\ll 1 \tag{16.8}$$

这个数量关系也许不仅对于量子电动力学非常重要,而且对于普通物质的组成也十分重要。

正如我们已经看到的,①狄拉克借助于(16.3)式来计算康普顿散射。然而,这样得到的散射振幅是近似的。除此以外还有更多数量关系 $O(\alpha^n)$, $n=2,3,\cdots\cdots$它们产生于微扰展开中更高阶次的项②。对于 α 的一阶,只有两种虚态;见(15.34)式。在所有更高的阶次中,有无限多种虚态,其原因与我们在(15.34)式的推导中所说明的原因是相同的。这导致恒定发散的动量积分。这里我们有一个二难推理:最低阶次的效果有限并工作得很好,较高的阶影响小但却无限大,影响小是因为 α 的幂次,无限大是因为积分。

下边我先简要列举 1935 年以前得到的前几个主要阶次的结果,同时对那些年发展起来的其他一些计算方案加上几点评论。计算是按库仑规范(16.4)进行的,量 $\vec{j}$ 指的是对存在的所有电子求和,包括那些填充在负能态中的电子。(不久以后将介绍一个更精确的规定。)

1930 年 3 月,狄拉克指出[71],由于新的空穴理论假设,克莱因—仁科公式(对于靠前的阶次)无效。③ 他也给出过程

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \tag{16.9}$$

---

① 15 章,(c)节,和附录,注解 4。

② 开始几项被写在参考文献 70 中。

③ 也可见 15 章,(f)节,尤其是那儿提到的 1929 年 12 月 9 日狄拉克给玻尔的信。

375

的截面。结果不错，但不是太好。1930 年，狄拉克相信空穴就是质子。① 他的答案可以经过改写而立刻用到过程(16.9)上，但需要把他常采用的质量参数(质子和电子质量的平均值)改为电子的质量。[72]

1931 年 2 月，海森伯提出[73]一种新的计算方法：把麦克斯韦方程组考虑为算符方程，但用通常的(c 数)狄拉克电荷一电流作为一个源，利用延迟势对它们积分，把狄拉克 ψ 展开成 e 的幂级数(他只做了一阶项)，并且在最后的表达式中采取光子产生和/或湮灭算符乘积的矩阵元。

(1933 年，卡西米尔利用这种方法来计算谱线宽度。[74] 1934 年，这个技术由海森伯[75]和韦斯科夫[76]延伸到量子化狄拉克场。这个方法后来由杨振宁和菲尔德曼[77] (D. Feldman)以及卡伦[78] (G. Källén)整理成现代形式，它与哈密顿方法完全等价。)

1931 年 5 月，狄拉克注意[79]到过程

$$\gamma+\gamma\rightarrow e^{+}+e^{-} \tag{16.10}$$

的发生但没有计算它的几率。

1932 年 3 月，在试图改进海森伯一泡利的量子电动力学的形式时，狄拉克提出[80]一种"多时形式论"(many-time formalism)，把一个个时间坐标归于每一个电子。泡利写信给狄拉克："你的评论，即使温和点说，也肯定不是杰作。"[81] 实际上这一理论的新形式(等价于以前那些理论[82])明显地是朝向协变方法迈出的重要的第一步。

1932 年 4 月，缪勒(C. Møller)把库仑效应和由(16.3)式求出的二阶结果拼凑在一起，得出电子一电子散射("缪勒散射")不变矩阵元。[83]

在安德逊以及布莱克特和奥卡利尼的实验发现以后，步子开始加快。

---

① 所以奥本海默也在 1930 年 3 月计算了相同的湮灭的比率，但是他的答案相差一个[71a]因子$(2\pi)^4$。

1933 年 6 月。奥本海默和普莱瑟特指出："如果我们允许[足够]能量的伽马射线落在原子核上，就应该出现一些粒子对"。[84] 他们指出，这个效应可以被看作在填满的负能态中由电子引起的 γ 的光电吸收，同时原子核得到某种反冲动量。这是一个重要的观察，因为这种粒子对形成机制的效率显然远高于(16.10)式的机制。①

1933 年 6 月。卡西米尔提到[87]，用狄拉克方程作的一些计算，常常能通过引进投影算子和对狄拉克矩阵乘积的求迹而得到简化。这个过程最初被称为卡西米尔技巧，从那以后它就被当作一种手段，以避免冗长地为每一个自旋值分别处理 4 个狄拉克方程。

376

1933 年 8 月。费米和乌伦贝克指出[86] 单量子湮灭的可能性：

$$e^+ + e^- \to \gamma \tag{16.11}$$

如果电子被一个能吸收反冲动量的核所束缚，就会发生这一过程；他们还估算了截面。

1933 年 12 月 28 日。第一次关于正电子的专题研讨会在美国物理学会的一次会议上举行。乌伦贝克、安德逊和奥本海默都发了言。"这被证明是一次具有巨大影响和重要意义的会议，大概有 500 人出席"。[88]

1934 年 2 月，贝特和海特勒计算了电子在(屏蔽)库仑场中的轫致辐射(由辐射引起的能量损失)。[89]② 他们提到，他们的公式在低能宇宙线情况下工作得不错，但在高能宇宙线情况就不行了："对于初始高能情况，辐射时能量损失的理论值太大，无论如何不能与安德逊的实验结果相符合。"[92] 海特勒在回顾[93] 了 1936 年的形势后评论道："极可能是理论在高能情况失败了。这个失败开始的极限……在 150 和 $300mc^2$ 之间"。——正好是介子效应起作用的能级，但当时还不知道介子，因此与实验对照的结果，让人更加糊涂。

---

① 在他们的结果里有几个错误，其修正见参考文献 85，86。

② 不久以后拉卡独立地作了同样的计算。[90] 这个效应的早期论文参见海特勒的书。[91]

1934 年 7 月，泡利—韦斯科夫理论，我以后再讨论。

1934 年 10 月，布赖特和韦勒(J. A. Wheeler)计算了过程(16.10)的截面。[94]

1935 年 1 月，海特勒指出，处于热平衡的电磁辐射必定伴随着数量与温度有关的电子—正电子对，并且估算了这个数目。[95]

1935 年 10 月，巴巴(H. J. Bhabha)计算了[96]电子—正电子散射("巴巴散射")的截面，指出了单光子中间态的重要性

$$e^+ + e^- \to \gamma \to e^+ + e^- \tag{16.12}$$

这些就是 30 年代中期以前的二阶结果。那时还有一些重要的发现影响到量子电动力学，但是并不只是影响到正电子理论。它们是：一种可以用适当坐标系中光子束的作用近似描述两个运动电荷的相互作用的程序[97]，以及描述低能光子多重发射的布洛赫—诺德希克(Bloch-Nordsieck)方法[98,99]。

2. 狄拉克场的量子化。在所有提到的二阶计算中，正电子理论 377 的复杂性还没有全部露出水面。下一个问题是，这个理论固有的多体形态如何处理。这个问题是由狄拉克于 1933 年 10 月在第七届索尔维会议作的报告中首先提出的。这个报告可以说是正电子理论开始成为一门严肃学科的标志。

狄拉克采取了哈特里的一种近似处理无限多体问题的自洽场方法，构成了(几乎)完全被占据的负能态和一个或少数几个被占据的正能态。"我们将假设每个电子在空间—时间中有它自己单独的波函数(而不是用大量的变量来描述整个分布)，同时假设每个电子在一个确定的电磁场中运动，电磁场对所有电子都是相同的。这个场的一部分将来自外部原因，另一部分来自电子分布本身，而后一部分依赖电子分布的精确方式是我们必须考虑的问题之一。"[100]用 $\psi_a(k, x)$表示狄拉克的一个"单独的波函数"，其中 $k=1,\cdots\cdots 4$ 枚举狄拉克方程的四个解，$a=1,\cdots\cdots 4$ 指的是每个解的分量，x 表示四个空间—时间变量，狄拉克接着引进一个非对角密度矩阵 R，它定义为

$$(k',x'|R|k'',x'') = \sum_{a=1,\cdots,4}\sum_{occ}\psi_a(k',x')\psi_a^*(k'',x'') \qquad (16.13)$$

"occ"表示对所有占据的态求和，包括负能态海洋。在 R 矩阵的帮助下，他取得了他对粒子物理学的最后一个重大贡献：真空极化的头几阶的计算。这方法多少有点混乱，并且不便于一种系统化的近似方法的发展。这一点狄拉克当然是知道的，并且在随后的一篇文章中[101]指出这个方法"在没有研究不相容原理效应之前是不完全的"。这篇论文发表于 1934 年 2 月。泡利收到它以后，写信给海森伯，署名为："你的(淹没在狄拉克公式中的)W. 泡利。"[102]海森伯回答："我把狄拉克理论……看作是学术垃圾，没有谁会认真对待它。"[103]以后他会改变对这个理论的看法。

同时，已经开始有一些人理解到：狄拉克场的量子化是系统地处理正电子理论的一种优越的方法。在谈到由谁来做、又做了什么以前，我首先总结几个要点。

正如在第 15 章(d)节所见，1927 年约旦和维格纳甚至在狄拉克相对论波动方程之前，就已经发明了一种包含不相容原理的二次量子化方法。对以前所给出的公式进行简单修改后，约旦—维格纳的程式立刻可以适应①四分量狄拉克 $\psi_j, j=1,\cdots\cdots,4$ 的量子化。若不

378

① (1)令 $u_j(\vec{k},s;\vec{x})$ 为一套完整的正交解。$\vec{k}$ 表示动量，$s=1,\cdots\cdots,4$ 举出两个自旋乘以两个能量态的符号。(15.36,40,47—50)诸式由相应的推广式代替：

$$\psi_j(\vec{x},t) = \sum_{\vec{k},s} a(\vec{k},s;t)u_j(\vec{k},s;\vec{x}) \qquad (16.14)$$

$$\psi_j^\dagger(\vec{x},t) = \sum_{\vec{k},s} a^\dagger(\vec{k},s;t)u_j^*(\vec{k},s;\vec{x}) \qquad (16.15)$$

$$\{a(\vec{k},s;t),a^\dagger(\vec{k}',s';t)\} = \delta_{\vec{k}\vec{k}'}\delta_{ss'} \qquad (16.16)$$

$$\{a(\vec{k},s;t),a(\vec{k}',s';t)\} = \{a^\dagger(\vec{k},s;t),a^\dagger(\vec{k}',s';t)\} = 0 \qquad (16.17)$$

$$a(\vec{k},s;t) = \eta(\vec{k},s;t)\begin{pmatrix}0 & 1\\ 0 & 0\end{pmatrix}, \qquad a^\dagger(\vec{k},s,t) = \eta^*(\vec{k},s,t)\begin{pmatrix}0 & 0\\ 1 & 0\end{pmatrix} \qquad (16.18)$$

$$n(\vec{k},s) = a^\dagger(\vec{k},s;t)a(\vec{k},s;t) = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{pmatrix} \qquad \text{所有 } \vec{k},s \qquad (16.19)$$

$$\{\psi_j(\vec{x},t),\psi_l^\dagger(\vec{x}',t)\} = \delta_{jl}\delta(\vec{x}-\vec{x}') \qquad (16.20)$$

$$\{\psi_j(\vec{x},t),\psi_l(\vec{x}',t)\} = \{\psi_j^\dagger(\vec{x},t),\psi_l^\dagger(\vec{x}',t)\} = 0 \qquad (16.21)$$

不管电子是否与电磁场相互作用，这些公式都成立，见参考文献 104。

存在相互作用，单个电子的能量 $E(\vec{k},s)$ 由下式给出

$$E(\vec{k},s)=(\hbar^2c^2k^2+m^2c^4)^{1/2}\cdot\begin{cases}+1 & s=1,2,\\ -1 & s=3,4,\end{cases} \quad (16.22)$$

很容易证明[105]，总能量 H_0 和总电荷 Q_0 相应的本征值为

$$H_0=\sum_{\vec{k},s}n(\vec{k},s)E(\vec{k},s) \quad (16.23)$$

$$Q_0=e\sum_{\vec{k},s}n(\vec{k},s) \quad (16.24)$$

此时，适用空穴理论的假设还没有产生。特别是根据(16.22)式和(16.23)式可以得出，H_0 的本征值可以或正或负。下边让我们回到空穴理论。

1929 年 12 月，狄拉克已经回答了玻尔的一个质问："我不认为负能电子的无限分布会产生什么困难。人们可以设想在麦克斯韦方程

$$\text{div}\,\vec{E}=\rho \quad (16.25)$$

中，ρ 表示此系统现在状态与它处于正常态(即每个负能态都被占据而没有一个正能态被占据)之间的电荷密度差。"[106] 与此对应，狄拉克在他的索尔维报告[100]中的第一步，是减去相应的完全被负能态填满时的量，来定义物质的能量和电荷密度，而先不考虑相互作用。我们 379 现在称这一步为第零级减法(zeroth-order subtraction)。下面离开狄拉克的步骤，看一看那一步是如何利用二次量子化方法完成的。

用

$$H=H_0-\sum_{\vec{k}}\sum_{s=3,4}E(\vec{k},s) \quad (16.26)$$

$$Q=Q_0-\sum_{\vec{k}}\sum_{s=3,4}e \quad (16.27)$$

来代替 H_0 和 Q_0。

作代换

$$a(\vec{k},3;t)=b^\dagger(\vec{k},1;t)$$
$$a(\vec{k},4;t)=b^\dagger(\vec{k},2;t) \quad (16.28)$$

后，这些表达式可以写得更加精致，共轭时也是如此。接下来

$$H=\sum_{\vec{k}}\sum_{s=1,2}\left[n^{(-)}(\vec{k},s)+n^{(+)}(\vec{k},s)\right](\hbar^2c^2k^2+m^2c^4)^{1/2} \tag{16.29}$$

$$Q=e\sum_{\vec{k}}\sum_{s=1,2}\left[n^{(-)}(\vec{k},s)-n^{(+)}(\vec{k},s)\right] \tag{16.30}$$

其中

$$n^{(-)}(\vec{k},s)=a^{\dagger}(\vec{k},s;t)a(\vec{k},s;t) \tag{16.31}$$

$$n^{(+)}(\vec{k},s)=b^{\dagger}(\vec{k},s;t)b(\vec{k},s;t) \tag{16.32}$$

(16.29,30)式表明 $b^{\dagger}$ 和 b 可以理解为正电子态(当然具有正能量)的产生算符和湮灭算符。注意,按照(16.14,15)式 ψ 现在是电子湮灭和正电子产生算符的叠加;对于 $\psi^{\dagger}$ 也一样,只是把电子和正电子互换。① **在这种新的语言中,所有涉及到"占据负能态的无限海洋"的句子都被去掉了。**

让我们认识一下这个作为当时标准步骤的二次量子化方法是如何进入物理学主流的。

第一个利用变换(16.28)式的人是海森伯——但是,不是用在正电子理论,而是用在[107]"有 n 个电子的原子系统与封闭壳层中缺少 n 个电子的系统之间的意义深远的类比分析"。在这篇论文(1931 年)中,海森伯使用约旦一维格纳方法,主要通过(16.28)式用粒子来代替他所谓的"空穴"。福克第一个指出[108],海森伯的步骤是为正电子理论特制的,并只把它用于自由电子的情况。接下来发生的情况一位同时代的人[9] 作了这样的描述:"弗瑞和奥本海默[109]使用了约旦一维格纳程式的形式化体系……但没有多大好处……海森伯[75]进一步推广了减法规则……利用了约旦一维格纳……量子化,它从这时开始发挥重要作用。"(正如以后怀特曼(A. S. Wightman)和施韦伯(S. S. Schweber)注意到的,[109a]弗瑞和奥本海默依据福克的二次量子化方法来讨论粒子位置、动量和自旋,实际上是错误的。)

380

就在 1933 年索尔维会议之后,海森伯开始沉浸在正电子理论

① 即 $\psi^{\dagger}$ 是正电子湮灭和电子产生算符的叠加。——译注

中。然而也有分心的事：去了一趟斯德哥尔摩，①考虑核物理学，还要花时间领悟费米的β放射性理论。所有这些话题在那个时期海森伯和泡利之间的信件中都有所论及。这些信件表明，从1933年末一直到1936年初，在物理学中没有什么东西比正电子理论更使海森伯入迷了。泡利的态度现在不那么消极了："现在我对空穴理论的态度和玻尔以及你自己的态度一样，既不是完全不赞成，也不是完全消极的，"[110]但仍然对"边界杂技艺术"(Limes-Akrobatik)保持怀疑。[111]在这期间，泡利成了海森伯的传声筒和评论家。海森伯曾提议联合发表论正电子理论的文章。泡利起初喜欢这个主意并勾划出了一个草案，但一直没有实现这个共同的事业(我认为有部分原因是不久以后泡利专心去做泡利一韦斯科夫理论了。)

海森伯第一篇关于减法技术的论文完成于1934年6月，[75,113]我把它所包含的新物理学暂且放一放，而将注意力转向题为《波动场的量子论》的第二部分中发现的新的方法论。它受"用一种超出传统的哈特里一福克近似方法系统阐述基本理论方程的必要性"的启发而得到。海森伯继续使用R矩阵，但是现在把ψ量子化了，并用一个期望值来代替(16.13)式中的求和。然后，他离弃R矩阵并引进哈密顿方法："人们也能用通常方法构建一个哈密顿函数并实现微扰理论。"这一步骤使海森伯成为用我们今天的形式来写出狄拉克一麦克斯韦程式的第一人。实质上，他把(16.4)式认作是与幅射的相互作用，现在ψ是一个q数场。泡利立刻认识到这是一个多么重大的进步："在原则上和就物理学而论，我相信你列出的方程已被证明是行得通的，这就为从哈特里一福克方法的可应用性假设中解放出狄拉克列出方程以及计算自能铺设了道路。"[114]

关于一般方法的最后一点评论。在完成了这篇主要论文之后一个月，海森伯作了一篇关于电荷涨落的短小的文章[115]，其中他计算了下式

---

① 去那儿领取诺贝尔物理学奖。——译注

$$\int_v \int_v \rho(\vec{x})\rho(\vec{x}')\mathrm{d}\vec{x}\mathrm{d}\vec{x}' \tag{16.33}$$

的真空期望值 Q^2，$\rho=e\psi^\dagger\psi$，ψ 已量子化；v 是空间积分体积。他发现 381 Q^2 有“边界发散”：如果 v 有一个轮廓鲜明的边界，则 Q^2 为无限大；但如果边界经过一个厚度 b 而平滑变化，则 Q^2 为有限。他只讨论了 $b\gg\hbar/mc$ 的情况。约斯特和鲁廷格(J. Luttinger)[116] 研究了 $b\ll\hbar/mc$ 的情况。

3. 电荷共轭；弗瑞定理。在 1934 年 6 月的论文[75]中，海森伯已经指出“自然界正、负电荷的对称性，一开始就从理论的基本方程表现出来”，他自己的程式确实满足这一要求。然而，几年以后，海森伯的要求才具有不变性原理的形式，即在电荷共轭下的不变性(C 不变性)。这个术语是克拉默斯引进的，[117] 他是在极其普遍的情况下实现这种不变性的第一人。

我们选用的公式体现了推理过程。电子和正电子交换时理论应该是不变的，不严格地讲，它相当于 a 的和 b 的、$a^\dagger$ 的和 $b^\dagger$ 的、以及 ψ 和 $\psi^\dagger$ 的互换，见(16.14、15)式。这个互换应该改变电流的符号：

$$j_\mu \to -j_\mu \tag{16.34}$$

但是如果理论是不变的，那么相互作用 $j_\mu A_\mu$ 可以不变，所以有

$$A_\mu \to -A_\mu \tag{16.35}$$

而精确的变换形式由克拉默斯发现：

$$\psi_\alpha \to C_{\alpha\beta}(\psi^\dagger\gamma_4)_\beta \tag{16.36}$$

其中 4×4 矩阵 $C_{\alpha\beta}$ 必须满足

$$(C^{-1}\gamma_\mu C)_{\alpha\beta} = -(\gamma_\mu)_{\beta\alpha} \tag{16.37}$$

倘若用上反对易关系(16.20)，从(16.36，37)就得到(16.34)式；C 不变性最神奇的是，它只能在量子化场论中有自洽的系统阐述。其结果是矩阵 C 必然是反对称的(C 的对称性以一种有趣的方法依赖于空间—时间的维数[118])。克拉默斯的论点对于已知的任何 γ_μ 都成立。在此以前，马约拉纳(E. Majorana)已为 γ 的一种特别的选择提

出[119]相同的推理。

1936 年，弗瑞已注意到在较高阶量子电动力学计算中，出现了难以理解的相消现象。他发现[120]借助于现在称为弗瑞定理的一种规则，可以理解这一现象。不久以后，它被认为是 C 不变性的一种特殊情况：如果理论 C 是不变的，那么任何具有奇数外部光子和没有外部正、负电子的矩阵元皆为零。这一结论可以从(16.35)式立刻得出。

我向读者推荐一本樱井纯(J. J. Sakurai)的书，该书对 C 不变性的杰出的陈述用作教学十分合宜。[121]

4. 真空极化。 1933 年 8 月，狄拉克给玻尔写信[122]："皮尔斯(R. E. Peierls)和我一直在考查由一个静电场产生的负能态电子分布的变化问题。我们发现，这个变化了的分布引起产生场的电荷的部分中性化……如果我们忽略场在能量小于 $-137mc^2$ 的负能态电子中产生的干扰，那么由其他负能态电子产生的电荷的中性化很小，且只具有 136/137 的数量级……人们在所有低能实验中测量到了有效电荷，实验上测定的 e 值必定是电子的有效电荷，真实的值稍微大一点……当级别为 mc^2 的能量开始起作用时，人们总会期望在卢瑟福散射公式、克莱因－仁科公式、索末菲的精细结构等公式中，有一些小的改动。" 382

用现代的行话来说，狄拉克的有效电荷就是我们的物理电荷；他的真实电荷是我们的裸电荷；他的电荷中性化就是我们的电荷重整化。为了进一步理解狄拉克的信，最好先转到他的索尔维报告[100]；报告中包含了更多的定量形式。但是，我应马上指出，真空极化的存在也是由弗瑞和奥本海默[123]独立确定的。

正如前面提到的，狄拉克的报告从描述零级减法开始：(16.13)式右边的 ψ 和 $\psi^\dagger$ 被理解为自由粒子波函数。只要 $x_\mu = x_\mu' - x_\mu'' \neq$

0,R 中的求和可以得出有限的结果;但是当 $x_\mu \to 0$ 时,R 出现只①依赖于 x_μ^2 的奇异性。狄拉克用于推导有限结果的规定是:首先除去这些奇异项,然后令 $x_\mu \to 0$。

他随即提出了一个极其重要的问题,即在电子之间相互作用以及电子与外场相互作用的现实情况中,消除什么和如何消除。他没有得出带普遍性的答案,但提出了这类计算中的第一个,它适用于这种情况:存在一种静态的外源 $\rho(\vec{x})$,它被假设为在空间中慢慢地变化。像以前一样作减法,他发现 ρ 的存在由于粒子对的虚产生和虚湮灭而感应出一项附加的电荷密度 $\delta\rho$,它的 α 量级由下式得出:②

$$\delta\rho=\alpha\{C\rho-\frac{1}{15\pi}(\frac{\hbar}{mc})^2\Delta\rho\} \tag{16.38}$$

其中 C 是一个对数性发散的积分。(Δ 是拉普拉斯算子。)一个新的无限大进入了理论,现在被称为电荷重整化项。ρ 的缓慢空间变化允许忽略高阶导数项,即 $\Delta\Delta\rho$ 量级的项。

383

关于 C 项,狄拉克以为这个无限大无足轻重,因为"我们不能认定这个理论对于能量大于 $137mc^2$ 的情况是成立的。"——这就是他在给玻尔的信中谈到的忽略低于 $-137mc^2$ 的状态的原因。在那封信中以及他的报告中狄拉克都没有对 $\Delta\rho$ 项给予足够的注意。在涉及标准结果的"替换"时,他倒记得:"在涉及到能量为 mc^2 量级的实验中,真实的[也就是裸]电荷,或是一些电荷的中间值起了作用",[122] 这也是个不坏的想法。

在 30 年代,有关真空极化的其他的发展:

(a)海森伯重新推导(并改正)了狄拉克的(16.38)式,但开始并未正确地解释其答案:"[(16.38)式中的第二项]没有物理意义……'真空极化'第一次成为一个随时间变化的外部密度的物理学问题……"[124] 实际上这一项是可以测量的,并(如以后我们将看到)与实验

---

① 用现代的说法,我们处理的是一种光锥展开。

② 第二项中的数字错误已被改正。

相符合。

(b)狄拉克的减法规定是唯一的吗？这个问题由几个人独立地提出。1934 年人们就认识到被不变性强加上的那些约束是最本质的，它们对于 40 年代的进一步发展极其关键。皮尔斯强调[125]减法不会破坏规范不变性，否则，人们可能冒着“在真空中有一个感应电流的危险，即使不存在场而只有一个非零矢势也是如此”。弗瑞和奥本海默也作出过同样的评论。[109]海森伯指出狄拉克的减法，事实上与电荷守恒定律[126]以及能量—动量守恒定律[127]是相容的。

(c)1935 年，两个来自伯克利的 NRC 研究人员推广了(16.38)式。塞伯尔推广了依赖于时间的外源。[128]宇林得到一道公式，它包括了因为源在空间中激烈变化而带来的效应。[129] 1936 年泡利和罗塞(M. E. Rose)简化了塞伯尔的计算，[130]而韦斯科夫第一次用一个 q 数狄拉克场推导出了塞伯尔—宇林的结果。[131]

宇林对一个运动在核电荷为 $-Ze$ 的类氢原子中的电子，也计算了(16.38)式中第二项的效应。他发现 nS 能级被一个正比于 α^5Z^4 的量 $\Delta E(nS)$ 置换了：

$$\Delta E(nS)=-\frac{8Z^2\alpha^3}{15\pi n^3}R \tag{16.39}$$

其中 R 是相应的里德伯常数(见第 9 章)。对于氢以及 $n=2$，相应的频率位移是

$$\Delta\nu=-27 \quad \text{兆周每秒} \tag{16.40}$$

二次世界大战后不久，这个结果将产生巨大的推动力。

5. 电子自能、真空自能和光子自能。正电子理论给我们上了有关自能的两门新课。首先，所有在本世纪早期有关这个课题的东西都是离题的；第二，新种类自能的产生是过去从未想到过的。 384

关于电子的 $O(\alpha)$ 量级的静电自能，韦斯科夫[26]用正电子理论作了第一次计算。相应的算符是

$$\frac{1}{2}\frac{\int\{\rho(\vec{x})-\rho_0(\vec{x})\}\{\rho(\vec{x}')-\rho_0(\vec{x}')\}}{|\vec{x}-\vec{x}'|}\mathrm{d}\vec{x}\mathrm{d}\vec{x}' \tag{16.41}$$

$\rho=e\psi^\dagger\psi$，ρ_0 是到第零阶的真空期望值，ψ 是量子化的，也是第零阶的。ρ_0 的减法是狄拉克的第零级减法。计算一个电子动量为零的状态的期望值 $W_2^{stat}(\mathrm{vac}+1)$。这还不是我们所想要的结果，因为即使在消除了 ρ_0 以后，算符(16.41)还有一个非零的真空期望值 $W_2(\mathrm{vac})$，这是因为 $\rho(\vec{x})\rho(\vec{x}')$ 的真空期望值不等于 $\rho(\vec{x})$ 和 $\rho(\vec{x}')$ 的真空期望值的乘积。$W_2(\mathrm{vac})$ 是真空的静电的**真空二阶自能**，是一个全新的概念。我们所需要的量显然是

$$W_2^{stat}=W_2^{stat}(\mathrm{vac}+1)-W_2^{stat}(\mathrm{vac}). \tag{16.42}$$

上式描写的程序是一种**二阶减法**。现在，嗨，你瞧！W_2^{stat} 只是对数性发散！

我们还没有完，还必须重复奥本海默对(16.3—6)式的计算，但是现在是为了正电子理论。通过类似于用在静态效应上的推理，人们发现，没有发生(16.6)式中出现的平方发散，而是另一种对数的发散！①

洛伦兹的经典电子半径究竟变成了什么？

计算到 e^2 阶的总自能 W_2，但在值 $P=\hbar/a$ 处切断所有的虚动量。于是有

$$\begin{aligned}W_2&=\frac{3}{2\pi}\cdot\frac{e^2}{\hbar c}\cdot mc^2\ln\left[\frac{\hbar}{mca}+\sqrt{1+\frac{\hbar^2}{m^2c^2a^2}}\right]\\&\cong\frac{3e^2}{2\pi a}\quad 若\ a\gg\frac{\hbar}{mc}\end{aligned} \tag{16.43}$$

如果人们作一个荒唐的假设：电子半径比其康普顿波长还大的话，那385 么，经典答案就回来了。无论将来的情况如何，那个能量为e^2/a的小

① 弗瑞首先注意到这一点。如后来韦斯科夫所写[132]："在开始的计算中我犯了一错误……然后收到弗瑞的一封信……他指出发散是对数性的……他自己不发表这结果而允许我发表一个修正[133]，并援引他的评论。"

小弹子将一去不复返。

另一个新奇之处：自能依赖于出现在狄拉克方程中的质量参数 m——现在叫做裸质量。物理质量等于（$m+W_2/c^2+e$ 的第四①和更高阶次的自能的附加质量）。物理的质量将具有形式

$$mf\left(\frac{\hbar}{mca},\frac{e^2}{\hbar c}\right),\qquad a\to 0 \tag{16.44}$$

有人推测[135]，当 $a\to 0$ 时 f 可能有一个有限值 f_0，如果这样的话，方程 $m=mf_0$ 将恢复所有电子的质量是电磁性的可能性，同时精细结构常数也将被确定。这不可能正确，因为其他的场也对电子的自能有贡献。那时唯一的关于较高阶自能的重要成果，是韦斯科夫证明了它们至多都是对数性发散。[136]

最后，正电子理论的另一项新发现是与虚跃迁 $\gamma\to e^++e^-\to\gamma$ 相联系（到 e^2 级）的光子自能，这个效应首先由海森伯注意到。[75]他对光子自能的推算有一个指导性的错误。他发现甚至在非对角距离 x_μ 设为零之前，这项能量就（对数性）发散了。塞伯尔指出[137]，这个不可能的答案是由于不适当地作了一个切变换所致。

规范不变性要求这项能量必须严格为零。如果在每一步计算上没有小心地维持明显的协变和规范不变性的话，光子自能在以后也会产生问题。

在他的论文[137]中，塞伯尔引入一个表述，现在它是物理学语言中的一部分：真空极化的**重整化**。重整化的物理学思想还明显地缺乏确定性。人们在弗瑞和奥本海默的文章，[109]以及在韦斯科夫[131]的文章中也能找到它的萌芽。韦斯科夫特别提到："一个永恒不变的极化率是无论如何也观察不到的。"

6. 麦克斯韦方程组成为非线性的年代。按照(16.10)式，两个光子能给出一对正负电子。按照(16.9)式，一对电子对能得出两个光

① 计算第四级效应的最早尝试始于 30 年代。[134]

子。把电子对看成一个虚态，人们看到两个光子能以 $O(\alpha^2)$ 的振幅散射成两个光子。这种现象首先由纽约大学的哈尔彭[138] (O. Halpern)在 1933 年 10 月提到，因此有时叫做哈尔彭散射。用 30 年代的方法计算它的振幅，极其复杂，甚至到今天还没有简单的方法，因为我们必须考虑四个光子吸收和发射的全部可能的顺序。

386 1934 年，海森伯让他的两个学生欧勒(H. Euler)和科克尔(B. Kockel)研究这个难题。值得称赞的是尽管出现一个对虚动量的积分，他们仍正确地得到一个有限的答案。考虑 $\lambda \gg \hbar/mc$ 的情况(λ 是光子在动量系中心的波长)，他们发现[139]一个截面 $\sigma \sim \alpha^4 (\hbar/mc)^8 \lambda^{-6}$；对于 $\lambda \ll \hbar/mc$，则 $\sigma \sim \alpha^4 \lambda^2$。这个结果首先由阿克希泽(A. I. Akhieser)得到。[140]

光对光的散射意味着破坏了电磁辐射的线性叠加。对于 $\lambda \sim \hbar/mc$，这个效应很小，σ 至多是 $\sim \alpha^4 (\hbar/mc)^2$。然而其含义深远：麦克斯韦方程不再是线性的了。事实上，欧勒和科克尔指出①他们的答案等于是：对于低的频率和小的场强，光的行为与辐射场的拉格朗日量相似，是

$$L = \frac{1}{2}(\vec{E}^2 - \vec{H}^2) + \frac{\alpha^2}{360\pi^2 mc^2}\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^3 \{a(\vec{E}^2 - \vec{H}^2)^2 + b(\vec{E}\vec{H})^2\} \tag{16.45}$$

其中

$$a = 1, \qquad b = 7 \tag{16.46}$$

在这里我们第一次遇到了现在所谓的**有效拉格朗日量**(effective Lagrangian)。

α^2 项描写了虚电子对在纯辐射现象方面的净效应。L 也可以用来描写光对静电场的相干散射("德尔布吕克散射")。[142,143] L 中的新项如它本来那样，是协变的和规范不变的。这些不变特性，事实上有可能大大简化大 λ 情况下光对光散射的计算。单靠不变性就可以确

① 也见欧勒的哲学博士论文[141]中的详细讨论。

定 L 中 a^2 项的 a 和 b 的数值。然而为了找到这些数值，人们可以利用更简单的场位形。这就是海森伯和欧勒在 1936 年所做的事。[144] 他们把恒定的平行的电场和磁场中狄拉克方程的严格解，代入到(16.13)式，这样不仅得到了 a 和 b，而且得到了 L 的更一般的非线性项，它对于强而缓慢变化的 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 是正确的。① 这个计算随后由韦斯科夫作了简化。[131]

与欧勒合作的这篇文章，是海森伯对正电子理论所作的最后的贡献，在这篇文章的结语里，他列举了各种困难：在真空自能中，在康普顿散射的第四阶振幅中，以及光对光的第六阶散射中，都出现无限大。正如他们在结论中所说的："正电子理论和量子电动力学无疑被认为是暂时性的。"

在 20 世纪 30 年代，情况到处都一样。那些工具把理论大大向前推进了，但缺少的是实验刺激，不过理论物理学中还是有那么多有趣的事情可做：核物理、β 放射性、宇宙射线、介子…… 387

7. 泡利一韦斯科夫理论。 我们所遇到的泡利是作为新物理学的缔造者、作为他人思想的批评者出现的，但还没有作为一名教师出现过。其实他是一个好教师，最好的证明，莫过于他在苏黎世的几年里助手的名单：(以年月为顺序)克朗尼格，布洛赫、皮尔斯、卡西米尔、韦斯科夫、凯默(N. Kemmer)、路德维希(G. Ludwig)、菲尔茨(M. E. Fierz)、约斯特、沙弗诺斯(M. R. Schafroth)、瑟朗格(A. Thellung)、恩兹等等。所有这些人后来都成为有名的物理学家，有几个还因量子场论而成名，其中一个叫维克多·韦斯科夫(叫他维奇更好)，他对正电子的贡献已经被提到过。我现在回到他与泡利的有关无自旋场的量子电动力学的合作上。

这个理论的第一个暗示照例是在泡利给海森伯的一封信[145] 中发现的："我偶然发现了一件奇特的事情……把我们的旧场量子化的程

① 这个计算也澄清了[143] 为什么光对光的散射是有限的，尽管虚状态是无限的。

式应用到[标量]理论,**无需任何进一步假设**(不需要'空穴'概念、不需要边界杂技艺术、不需要减法物理学!)就导致正电子的存在,导致粒子对产生过程……在场量子化后,能量自动地为正!一切都保持规范不变和相对论性不变!……使我高兴的是我又一次可以说我的老对手狄拉克的理论是一个糟糕的理论"。① 此后不久,在普林斯顿讨论会上泡利把这个工作称为"反狄拉克理论"。[6] 然而,他很快认识到这个新理论在用以解决无限的减法方面,比起正电子理论只能算半斤八两。②

泡利和韦斯科夫回到被狄拉克批评的标量波动方程(15.66),因为在(13.34)式(对于 $e=0$)中给出的特征密度不是正定的(见13章(e)节)。他们指出[147],如果人们量子化 ψ 并把 $e\rho$ 解释为电荷密度算符而不把 ρ 解释为几率密度,这就不成其为问题。正式的步骤简述如下:

这里的基本对易关系是关于 ψ 和 $\psi^\dagger$ 的约旦一克莱因关系(15.43),(15.44)。为了容纳有两种电荷符号的粒子,用

$$\psi=\frac{1}{\sqrt{V}}\sum_{\vec{k}}\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_{\vec{k}}}}(a_{\vec{k}}(t)+b_{\vec{k}}^\dagger(t))e^{i\vec{k}\vec{x}} \tag{16.47}$$

388

$$\psi^\dagger=\frac{1}{\sqrt{V}}\sum_{\vec{k}}\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_{\vec{k}}}}(a_{\vec{k}}^\dagger(t)+b_{\vec{k}}(t))e^{-i\vec{k}\vec{x}}$$

$$\omega_{\vec{k}}=c\sqrt{k^2+\kappa^2},\qquad \kappa=\frac{mc}{\hbar} \tag{16.48}$$

来代替(15.36),(15.40)式。其中 a 和 $a^\dagger$ 算符满足对易关系(15.41)。当 a 和 b 的任何交叉结合对易时 b 和 $b^\dagger$ 也是如此。a 矩阵和 b 矩阵的表达形式如(15.42)式。在没有相互作用情况下,哈密顿算符 H 和电荷 $Q=e\int\rho d\vec{x}$ 有如下表式:(见相关课题的任何一本教科书)

$$H=\sum\hbar\omega_{\vec{k}}(n_k^{(-)}+n_k^{(+)}+1) \tag{16.49}$$

---

① 泡利使用的"正电子",当然应被理解为带正电荷的粒子。

② 关于韦斯科夫有关这一理论起源的回忆见参考文献146。

$$Q=e\sum(n_k^{(-)}-n_k^{(+)}) \tag{16.50}$$

其中

$$n_k^{(-)}=a_k^{\dagger}a_k \quad 以及 \quad n_k^{(+)}=b_k^{\dagger}b_k \tag{16.51}$$

都有本征值 0,1,2,……。这样,$n_k^{(-)}$和$n_k^{(+)}$各是质量m、电荷e和$-e$的粒子相应的数算符(number operators)。(16.50)式表明,狄拉克对非正定密度ρ这一困难的反对意见是如何在量子场论中被成功克服的。

泡利和韦斯科夫继续计算粒子对产生截面,也计算真空极化,它又是对数性发散的。几年以后,韦斯科夫发现[136] α 量级的自能是平方发散的。

在给海森伯的信中[145],泡利进一步写道,不幸的是这个新理论与现实几乎没有什么联系。然而无自旋带电介子发现后不久,它的光辉不朽的未来就清楚地显现出来了。

(e)科学怀旧:寻求替换物

> *我确实是在为量子电动力学找寻更好的方程而消耗生命,至今尚未成功,但是我要继续干下去。*
>
> *狄拉克,是年 75 岁*[148]

今天,刚才所描述的事件过去了半个世纪,我们仍在为无限而战,只是进攻的性质已经改变了。20 世纪 40 年代重整化技术给予了我们新的武器,用它可以把量子电动力学中那么多的无限大减少到三个基本的无限大,即质量、电荷和不可测量的真空的无限大。其结果是大大增强了理论预言能力,它非常令人满意地经受了实验的 389 考验。而且,自从 20 世纪 30 年代以来,已经开始在新的前沿上进行探索。举一个例子:现在已经确认,电子的自能在起源上不是纯粹电磁性的;其他贡献起因于它与 W 玻色子和 Z 玻色子的相互作用、以

及与其他场的间接相互作用。

这些新技术和新的动力学都由于受到实验信息的重要刺激而产生，而这些信息在 30 年代还不可能得到。然而，当时已经对量子电动力学的状况不满，这种不满导致或者寻求新的计算方法，或者寻求动力学的修改。所有这些尝试使黑暗透出了微光，但现在还没有理由相信，任何这样一种工作可能包含着未来进步的萌芽。

这些早期的努力在不同的方向上进行，然而它们有一个共同的特性：对过去的怀念。它的支持者建议，让我们转回经典理论，对它进行修改以便摆脱无限，然后再立即回到量子论，希望这样可以得到比现在好一些的结果。在我看来，这是一种错误的判断。它在风格上（虽然不在内容上），就像爱因斯坦希望有一种修正的经典理论必然自动产生量子力学那样。[149] 鉴于(16.43)式所引起的讨论，对于更需要理解的那些处于无限之外的东西，量子论本身好像成了起点。

我简要枚举在 30 年代和 40 年代初提出的一些替代设想，以此结束本章。

(a)λ 极限过程。1933 年温策尔提出[150]，把经典点电荷看成是一种极限，在这里一个类时矢量而不是通常的类空经典电子半径趋向于零。例如，电子在位置 $\vec{x}$ 的电场 $\vec{E}(\vec{x},t)$ 定义为

$$\vec{E}(\vec{x},t)=\frac{1}{2}\lim_{\xi\to0,\tau\to0}\left(\vec{E}(\vec{x}+\vec{\xi},t+\tau)+\vec{E}(\vec{x}-\vec{\xi},t-\tau)\right) \quad (16.52)$$

其中取极限使 $|\vec{\xi}|<c\tau$。他用这个方法得到电子的一个零自能。自场在电子上的唯一反应是运动方程中的洛伦兹阻尼项 $-2e^2\dddot{\vec{x}}3c^3$（在电子的静止系）上。

温策尔接着考虑，他所做的导致平方发散式(16.6)（有空负能态的狄拉克理论）的计算理论的等价物有哪些性质，结果发现在这种情况下自能保持为无限大。[151] 为了消除这个无限大，狄拉克引进[152,153]相当于负能的光子，其结果是 $\int_{-\infty}^{\infty}k\ \mathrm{d}k=0$ 代替了 $\int_0^{\infty}k\ \mathrm{d}k$ 的发散。他试图引进一个不定度规以消除由负能光子带来的物理学悖论，[154] 这又反过来得到一个由泡利作过批评性分析的新困难。[155] 据我所知，

λ过程从来未应用于正电子理论。温策尔的书对这个方法作了回顾。[156]

(b)雷兹(M. Riesz)提出一种特殊方法,将经典非齐次电磁波动方程的解在复平面上进行解析延拓;其目的也是消除经典的无限。马仕俊(Ma,Shih-Tsun)在一篇文章中[157]提到了这一工作,他指出这个方法与λ极限过程是等价的。

(c)经典麦克斯韦方程的非线性修改(玻恩和他的合作者)。这些是受到"确信单一的思想的巨大优势而激发的……[这里'单一'的意思是:电子的质量具有电磁的起源]。(由狄拉克波动方程所系统阐述的)当前的理论……只要波长……与'电子的半径'相比长得多就可以成立,但对于一个包含较短波的场就会失败。在半径表达式中没有普朗克常数,这表明,首先应该修改电磁定律;量子定律经过修正就可以适应新的场方程。"[158]这些想法引起许多有趣的经典研究。评论和文献目录请看玻恩的一篇文章。[159]这一理论的量子化尝试从来就未成功过。[160]

(d)下一个例子,即海特勒的幅射阻尼量子理论,并没有追随经典理论修改的模式。这里提出了一种算法,在这种算法中所有那些导致无限自能和引起无限跃迁几率的虚跃迁("间接跃迁"),都被抛弃了。[161]贝特和奥本海默指出,这在电磁过程的低频区域导致严重的困难。[162]

(e)最后,狄拉克修正经典电子理论上的两个尝试。第一个开始于1938年。"需要一种新的物理学思想,它在经典理论和量子理论中都应该是可理解的,我们最容易接近的道路是保持在经典理论的范围之中。"[163]他不尝试修改麦克斯韦一洛伦兹方程,而是去寻求一种对它们的新解释。他的方法是把恒定不变的场分离为"固有的"和"外来的"两部分,后者是延迟的相互作用和超前的相互作用之和的一半。他最终的电子运动的精确的方程是

$$m\dot{v}_\mu-\frac{2}{3}e^2\ddot{v}_\mu-\frac{2}{3}e^2\dot{v}_\lambda^2v_\mu=ev_\mu F_{\mu\nu}\qquad(16.53)$$

其中 v_μ 是电子的四元速度，$F_{\mu\nu}$ 是外场。这道方程看起来与洛伦兹运动方程是一样的，但是实际上它有不同的特性。在洛伦兹方程中，正比于电子半径 a 的正幂次的项不得不忽略了；而这里没有这样的项：已经引进了一项负的力学质量，以便使观察到的质量等于 m，然后再取 $a \to 0$ 的极限。这个力学能量漏洞的出现，与狄拉克精密运动方程的"逸出解"紧密相关；这个解相应于连外场都不存在的情况下的加速解，这从以上方程在 $F_{\mu\nu}=0$ 时的一般积分就能容易地看到。为此，狄拉克被迫在加速度（以及位置和速度的初始条件）上再加上一个边界条件，以便选出可接受的解 v_μ = 常数。随后狄拉克对他的理论的量子化的关心，使他卷入到前面提到的 λ 过程和不定度规中。

391

他的经典点电子理论找不到一种量子形式，以后几年他就不再提到它。1951 年他放弃了它，因为在那个时候，他又整个儿第二次从头干起。他又一次从经典出发："这些麻烦……应该归因于……我们的研究来自错误的经典理论。"[164] 他的新假设可以看成是 1938 年所提出的想法的另一极端。这一次他从一种根本不包含分立粒子的经典理论开始。"电子理论应该建立在一种电荷连续流动的经典理论的基础上，而不是点电荷的运动理论的基础上。然后他把离散的电子看成一种量子现象。"[165] 1954 年以后，这个模型也从他的作品中消失了，没有留下一点痕迹。

(f) 以后我将再次回到克拉默斯 30 年代的思想，传统上它们被视为重整化的先驱。

Sources

On the positron theory: the sources mentioned at the end of Chapter 15. In addition: the notes[6] of a seminar conducted by Pauli in Princeton, in the academic

year 1935—6; and an essay by the author on Heisenberg's contributions to the positron theory, to be published in Heisenberg's collected works.

In preparing the section on physics in America I have greatly benefited from books by Sopka,[20] by Kevles[156] and by Moyer.[167] For Oppenheimer's Berkeley period see especially an article by Serber.[41a]

References

1. W. Heisenberg in *The physicist's conception of nature*, Ed. J. Mehra, p. 271, Reidel, Boston 1973.
2. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 133, 60, 1931.
3. W. Pauli. *Handbuch der Physik*, Vol. 24/1, Part B, Section 5, Springer, Berlin 1933.
4. W. Pauli, letter to P. A. M. Dirac, May 1, 1933, repr. *in W. Pauli, scientific correspondence*, Eds. A. Hermann and K. von Meyenn, referred to below as *PC*, Vol. 2, p. 159, Springer, New York 1985.
5. W. Pauli. letter to W. Heisenberg, June, 16, 1933, *PC*. Vol. 2, p. 169.
6. *The theory of the positron and related topics*, Report of a seminar conducted by W. Pauli, notes by B. Hoffmann, Inst. Adv. Study, Princeton 1935—6, mimeographed. 392
7. P. A. M. Dirac, *Nature* **137**, 298, 1936.
8. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, April 25, 1935, *PC*, Vol. 2, p. 386.
9. G. Wentzel, in *Theoretical physics in the twentieth century*, p. 48, Interscience, New York 1960.
10. C. D. Anderson, *Science* 76, 238, 1932.
11. C. D. Anderson, *Phys. Rev.* 43, 491, 1933.
12. J. L. Heilbron, summary of an interview with P. M. S. Blackett, December 17, 1962, copy in the Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.
13. P. M. S. Blackett and G. P. S. Occhialini, *Nature* **130**, 363, 1932.
14. P. M. S. Blackett and G. P. S. Occhialini, *Proc. Roy. Soc. A* **139**, 699, 1933.
15. Ref. 14, p. 715.

16. J. R. Oppenheimer, interviewed by T. Kuhn, Nov, 20, 1963, transcript in the Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.
17. C. D. Anderson, letter to A. Pais, March 30, 1983.
18. E. Rutherford, *Proc. Solvay Conference*, p. 177, Gauthier-Villars, Paris 1934.
19. R. A. Millikan and C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **40**, 325, 1932.
20. K. R. Sopka, *Quantum physics in America 1920—35*, Appendix 4, Arno Press, New York 1980.
21. Ref. 20, p. 176.
22. Ref. 20, Appendix 2.
23. E. C. Kemble, *Rev. Mod. Phys.* **1**, 157, 1929; E. C. Kemble and E. L. Hill, ibid. **2**, 1, 1930.
24. E. C. Kemble, *Phys. Rev.* **15**, 95, 1920.
25. J. H. van Vleck, *Phys. Rev.* **24**, 330, 347, 1924.
26. J. C. Slater, *Phys. Rev.* **25**, 395, 1925.
27. G. N. Lewis and R. C. Tolman, *Phil. Mag.* **18**, 510, 1909.
28. Cf. J. H. van Vleck, *The theory of electric and magnetic susceptibilities*, Chapter 5, Clarendon Press, Oxford 1932; also for further references.
29. K. T. Compton, *Nature* **139**, 238, 1937.
30. J. H. van Vleck, *Physics Today*, June 1964, p. 21.
31. Ref. 20. Appendix 3.
32. E. Fermi, *Rev. Mod. Phys.* **4**, 87, 1932.
33. Ref. 16, interview on November 18, 1963.
34. P. A. M. Dirac, private communication.
35. Francis Fergusson, private communication.
36. A. K. Smith and C. Weiner, *Robert Oppenheimer, letters and recollections*, p. 91, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass. 1980.
37. Ref. 36, pp. 92, 94.
38. I. I Rabi, in *Oppenheimer*, p. 3, Scribner, New York 1969.
39. M. Born, *My life*, p. 229, Scribner, New York 1978.
40. R. Oppenheimer, *Zeitschr. f. Phys.* **41**, 268, 1927.
41. H. A. Bethe, *Biogr. Mem. Fell. Roy. Soc.* **14**, 391, 1968.

41a. R. Serber, in *The birth of particle physics*, Eds. L. M. Brown and L. Hoddeson, p. 206, Cambridge Univ. Press 1983.

42. M. Born and J. R. Oppenheimer, *Ann. der Phys.* **84**, 457, 1927.

43. J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **31**, 914, 1928; see also R. H. Fowler and L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc. A* **119**, 173, 1928.

44. J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **32**, 361, 1928. 393

45. G. E. Uhlenbeck, private communication.

46. P. Ehrenfest, letter to W. Pauli, November 26, 1928, *PC*, Vol. 1, p. 477.

47. W. Pauli, letter to P. Ehrenfest, February 15, 1929, *PC*, Vol. 1, p. 486.

48. J. R. Oppenheimer, *Zeitschr. f. Phys.* **55**, 725, 1929.

49. W. Pauli, letter to A. Sommerfeld, May 16, 1929, *PC*, Vol. 1, p. 500.

50. W. Heisenberg and W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys.* **56**, 1, 1929.

51. W. Heisenberg and W. Pauli, *Zeitschr. f. Phys*, **59**, 168, 1930.

52. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, July 20, 1929, *PC*, Vol. 1, p. 154.

53. W. E. Lamb, private communication.

54. R. F. Bacher, *Proc. Am. Philos. Soc.* **116**, 279, 1972.

55. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 7, Section(e), Oxford Univ. Press 1982.

56. A. Einstein, *Sitz. Ber, Preuss. Ak. Wiss. 1919*, pp. 349, 463; also *Math. Annalen* **97**, 99, 1927.

57. Ref. 55, Chapter 15, Section(f) and Chapter 17.

58. H. A. Lorentz, *The theory of elctrons*, p. 215, Teubner, Leipzig 1909, repr. by Dover, New York 1952.

59. H. A. Lorentz, *Collected works*, Vol. 5, p. 314, Nyhoff, The Hague 1937.

60. Ref. 58, p. 335.

61. G. Mie, *Ann. der Phys.* **37**, 511, 1912; **39**, 1, 1912; **40**, 1, 1913.

62. W. Pauli, 'Relativitätstheorie', Chapter 5, *Encyclopädie der math. Wiss.*, Vol. 5, Part 2, Teubner, Leipzig 1921; in English: *Theory of Relativity*, transl. G. Field, Pergamon Press, Oxford 1958.

63. J. Frenkel, *Naturwiss.* 12, 882, 1924.

64. J. Frenkel, *Zeitschr. f. Phys.* **32**, 518, 1925.

65. P. Jordan and O. Klein, *Zeitschr. f. Phys.* **45**, 751, 1927, esp. p. 762.

66. Ref. 50, esp. Eq. (115).

67. J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **35**, 416, 1930.

68. I. Waller, *Zeitschr. f. Phys.* **62**, 673, 1930.

69. L. Rosenfeld, *Zeitschr. f. Phys.* **70**, 454, 1931.

70. Ph. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of theoretical physics*, Chapter 9, Section 1, McGraw-Hill, New York 1953.

71. P. A. M. Dirac, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **26**, 361, 1930.

71a. J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **35**, 939, 1930.

72. See Ref. 14, Section 6.

73. W. Heisenberg, *Ann. der Phys.* **9**, 338, 1931.

74. H. B. G. Casimir, *Zeitschr. f. Phys.* **81**, 496, 1933.

75. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **90**, 209, 1934.

76. V. Weisskopf, *Zeitschr. f. Phys.* **89**, 27, 1934.

77. C. N. Yang and D. Feldman, *Phys. Rev.* **79**, 972, 1950.

78. G. Källén, *Ark. f. Fys.* **2**, 187, 371, 1950.

79. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **133**, 60, 1931.

80. P. A. M. Dirac, *Prov. Roy. Soc. A* **136**, 453, 1932.

81. W. Pauli, letter to P. A. M. Dirac, September 11, 1932, *PC*, Vol. 2, p. 115.

82. F. A. M. Dirac, V. Fock, and B. Podolsky, *Phys. Zeitschr. Soviet Union* **2**, 468. 1932; L. Rosenfeld, *Zeitschr. f. Phys.* **76**, 729, 1932; F. Bloch, *Phys. Zeitschr. Soviet Union* **5**, 301, 1934.

83. C. Møller, *Ann. der Phys.* **14**, 531, 1932.

84. J. R. Oppenheimer and M. S. Plesset, *Phys. Rev.* **44**, 53, 1933.

394 85. W. Heitler and F. Sauter, *Nature* **132**, 892, 1933.

86. E. Fermi and G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* **44**, 510, 1933.

87. H. B. G. Casimir, *Helv. Phys. Acta* **6**, 287, 1933.

88. *Phys. Rev.* **45**, 284, 1934.

89. H. Bethe and W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. A* **146**, 83, 1934.

90. G. Racah, *Nuov. Cim.* **11**, 461, 1934.

91. W. Heitler, *The quantum theory of radiation*, 1st edn, p. 161, Clarendon Press, Oxford 1936.

92. C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **44**, 406, 1933.

93. Ref. 91, p. 228.

94. G. Breit and J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **46**, 1087, 1934.

95. W. Heitler, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **31**, 242, 1935.

96. H. J. Bhabha, *Proc. Roy. Soc. A* **154**, 195, 1936.

97. C. F. von Weizsäcker, *Zeitschr. f. Phys.* **88**, 612, 1934; E. J. Williams, *Kgl. Dansk Vid. Selsk. Mat. -Fys. Medd.* **13**, No. 4, 1935.

98. F. Bloch and A. Nordsieck, *Phys. Rev.* **52**, 54, 1937.

99. Ref. 98, repr. in J. Schwinger, *Selected papers on quantum electrodynamics*, p. 129, Dover, New York 1958.

100. P. A. M. Dirac, in *Rapports du Septième conseil de physique*, p. 203, Gauthier-Villars, Paris 1934.

101. P. A. M. Dirac, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **30**, 150, 1934; also *ibid.* **25**, 62, 1929; **26**, 376, 1929; **27**, 240, 1931.

102. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, February 6, 1934, *PC*, Vol. 2, p. 274.

103. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, February 8, 1934, *PC*, Vol. 2, p. 279.

104. L. I. Schiff, *Quantum mechanics*, 2nd edn, Section 47, McGraw-Hill, New York 1955.

105. Ref. 104, Eqs. (47.17), (47.18).

106. P. A. M. Dirac, letter to N. Bohr, December 9, 1929, copy in the Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.

107. W. Heisenberg, *Ann. der Phys.* **10**, 888, 1931.

108. F. Fock, *Dokl. Ak. Nauk* **1**, 267, 1933.

109. W. H. Furry and J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **45**, 245, 343, 1934.

109a. A. S. Wightman and S. S. Schweber, *Phys. Rev.* **98**, 812, 1955.

110. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, Sept. 29, 1933, *PC*, Vol. 2, p. 212.

111. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, June 14, 1934, *PC*, Vol. 2. p. 327.

112. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, January 21, 1934, *PC*, Vol. 2. p. 254.

113. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **92**, 692, 1934.

114. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, December 11, 1933, *PC*, Vol. 2, p. 235.

115. W. Heisenberg, *Ber. Sächs. Ak. Wiss.* **86**, 317, 1934, repr. in Ref. 99,

p. 62.

116. R. Jost and J. Luttinger, unpublished; cf. also E. Corinaldesi, *Nuovo Cim.* 8, 494, 1951; *Nuovo Cim. Suppl.* 10, 83, 1953; W. Pauli, *Selected topics in field quantization*, pp. 41, 42, MIT Press, Cambridge, Mass. 1973.

117. H. A. Kramers, *Proc. Ak. Wet. Amsterdam* 40, 814, 1937, repr. in *Collected scientific papers*, p. 697, North-Holland, Amsterdam 1956.

118. A. Pais, *J. Math. Phys.* 3, 1135, 1962.

119. E. Majorana, *Nuovo Cim.* 14, 171, 1937; cf. also G. Racah, *Nuov. Cim.* 14, 322, 1937.

120. W. H. Furry, *Phys. Rev.* 51, 125, 1937.

121. J. J. Sakurai, *Invariance principles and elementary particles*, Chapter 5, Princeton Univ. Press 1964.

395 122. P. A. M. Dirac, letter to Niels Bohr, August 10, 1933, copy in the Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.

123. See Ref. 109, especially footnote 11, and also Ref. 88.

124. Ref. 75, p. 222.

125. R. Peierls, *Proc. Roy. Soc. A* 146, 420, 1934, esp. Section 6.

126. Ref. 75, Eqq. (20).

127. Ref. 75, Eqq. (25).

128. R. Serber, *Phys. Rev.* 48, 49, 1935.

129. E. Uehling, *Phys. Rev.* 48, 55, 1935.

130. W. Pauli and M. Rose, *Phys. Rev.* 49, 462, 1936.

131. V. Weisskopf, *Kg. Dansk. Vid. Selsk. Mat. fys. Medd.* Vol. 14, No. 6, 1936; repr. in Ref. 99, p. 92.

132. V. Weisskopf, *Physics Today*, November 1981, p. 76.

133. V. Weisskopf, *Zeitschr. f. Phys.* 90, 817, 1934.

134. A. Mercier, *Helv. Phys. Acta* 12, 551, 1938.

135. G. Racah, *Phys. Rev.* 70, 406, 1946.

136. V. Weisskopf, *Phys. Rev.* 56, 72, 1939.

137. R. Serber, *Phys. Rev.* 49, 545, 1936.

138. O. Halpern, *Phys. Rev.* 44, 855, 1936.

139. H. Euler and B. Kockel, *Naturw.* 23, 246, 1935.
140. A. I. Akhieser, *Phys. Zeitschr. Soviet Union* 11, 263, 1937.
141. H. Euler, *Ann. der Phys.* 26, 398, 1936.
142. M. Delbrück, *Zeitschr. f. Phys.* 84, 144, 1933.
143. N. Kemmer and V. Weisskopf, *Nature* 137, 659, 1936.
144. W. Heisenberg and H. Euler, *Zeitschr. f. Phys.* 98, 714, 1936.
145. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, June 14, 1934, *PC*, Vol. 2, p. 327.
146. V. Weisskopf, interview with T. Kuhn and J. Heilbron, July 10, 1963, transcript in the Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.
147. W. Pauli and V. Weisskopf, *Helv. Phys. Act.* 7, 709, 1934.
148. P. A. M. Dirac, *Report KFKI-1977-62*, Hungarian Ac. of Sci.
149. Ref. 55, Chapter 26.
150. G. Wentzel, *Zeitschr. f. Phys.* 86, 479, 1933; 87, 726, 1934.
151. G. Wentzel, *Zeitschr. f. Phys.* 86, 635, 1933.
152. P. A. M. Dirac, *Ann. Inst. Poincaré* 9, 13, 1939.
153. P. A. M. Dirac, *Comm. Dublin Inst. Adv. Studies* A1, 1943.
154. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc.* A 180, 1, 1942; cf. also J. Eliezer, *Proc. Roy. Soc.* A 187, 197, 1946.
155. W. Pauli, *Rev. Mod. Phys.* 15, 175, 1943.
156. G. Wentzel, *Quantum Theorie der Wellenfelder*, Section 19, Deuticke, Vienna 1943; in English: *Quantum theory of fields*, transl. C. Houtermans and J. M. Jauch, Interscience, New York 1948.
157. S. T. Ma, *Phys. Rev.* 71, 787, 1947.
158. M. Born and L. Infeld, *Proc. Roy. Soc.* A 144, 425, 1934.
159. M. Born, *Ann. Inst. Poincaré* 7, 155, 1937.
160. M. H. L. Pryce, *Proc. Roy. Soc.* A 159, 355, 1937; see also Ref. 6.
161. W. Heitler, *The quantum theory of radiation*, 2nd edn, pp. 240 – 52, Clarendon Press, Oxford 1944.
162. H. A. Bethe and J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* 70, 451, 1946.
163. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc.* A 167, 148, 1938.
164. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc.* A 209, 291, 1951; also ibid. A 212, 330,

1952.

165. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **223**, 438, 1954.

166. D. J. Kevles, *The Physicists*, Vintage, Random House, New York 1979.

167. A. E. Moyer, *American physics in transition*, Tomash, Los Angeles 1983.

17. 原子核获得一种新组分，失去一种老组分，显示出具有新对称性的新力，并为新的实验方法所探究的年代

(a)中子出场

我想我们必须认真寻找中子

查德威克致卢瑟福于1924年[1]

每一个好的笑话都有一句简短的妙语。有些结构紧凑。(什么是大峡谷的起源？一个苏格兰人丢了一枚一角镍币。①)而其他的结构则多是松散和曲折的，就如同原子核的故事，它从原子核之前的物理学开始②，接着是核的发现，③同位素的发现和核的质量、电荷和半径的测定，④然后走出质子一电子模型的路径，⑤并以妙句收尾：1932年查德威克发现中子。正如所有好的故事一样，妙句的重要性因它的简洁而突出，尤其是这个例子，因为在12年中，查德威克一直在找

---

① 大峡谷(Grand Canyon)美国亚利桑那州西北部科罗拉多河的大峡谷。在部分美国人心目中，苏格兰人贪心不足、爱财如命，丢掉一角钱竟嚎啕大哭，他的眼泪最终冲刷出大峡谷。此笑话是傲慢的美国人对苏格兰人的无礼。——译注

② 第2、3、6、8章

③ 第9章

④ 第11章

⑤ 第11章和14章

寻中子，而他真正发现中子只是用了“几天的努力工作”。[2]

从前面摘录的查德威克致卢瑟福的信中明显可见，中子概念有一个较长的酝酿过程。早在1920年，卢瑟福在他的贝克尔讲座中就已经提议“电子与氢核[比起普通氢原子]可能有更加紧密的结合……作者希望能检验[这个想法]……为了解释重元素的结构，这种原子的存在几乎是必需的。”[3] 这些评论告诉我们三件事：

398 第一，卢瑟福的“原子”不是“我们的”有半整数自旋的中子。

第二，卢瑟福的质子－电子组合物应该有一个近似等于质子的质量。尽管玻尔的旧的氢原子量子理论没有为这样一种原子留有余地，但这一点似乎从来没有使他和他的合作者感到不安。① 然而，不用惊慌。如果由于某种不知道的原因，两个质子和四个电子能够紧紧地束缚成一个α粒子(我们是在1920年!)，那么为什么同样的事情不能发生在一个质子和一个电子上呢?

第三，卢瑟福的推测是从一种朴素却又有深远意义的核子合成的想法孕育出来的。假定核的质量主要是由一组质子的质量提供，(请再一次注意，我们是在1920年)那么这一组粒子如何能凝聚起来，它们用什么力量来抵消静电排斥?

卢瑟福用他的典型方式，马上让他的几位年青助手着手找寻那个中性物体。他们中的一位期望在一个充满着质子和电子的放电管中找到可能产生的中性物体，并试图借助于一个充满水银蒸气的容器中的二次碰撞检测它的形成。我们发现在否定性结果的报告中[5]提到这种中性物体，“卢瑟福教授已经把中子这个名字给了它”。据我所知，这是首次在卡文迪什的论文中出现“中子”这个名词。1929年，“中子”再次出现在卢瑟福和查德威克的论文[6]中，也出现在卢瑟福－查德威克－埃利斯合编的教科书中。[7] 但是应该注意的是，用来作为一些中性复合物粒子名称的“中子”，曾在较早的场合多次地

① 查德威克直到1933年才提出这一点。[4]

出现。①(记住,泡利最早也把中微子叫作中子,第 14 章)

卢瑟福的另一位学生试图测出一个氢原子瓦解为一个中子时产生的热量,但失败了。[11]查德威克在同样的过程中试图寻找发出的 γ 射线。[2] 正如他后来回忆的那样,这些还是比较说得过去的尝试,而"其他一些人则完全是孤注一掷铤而走险,其牵强附会的程度就好像炼金术士的所为"。[2] 当 1929 年他和卢瑟福寻找在 α一铝碰撞中产生的中子时,他们似乎接近了目标(但什么也没有找到)。[6]

寻找中子的最后阶段开始于 1930 年的 6 月。当时博特(W. W. Bothe)和贝克尔(H. Becker)报告[12],铍在来自钋的 α 粒子的照射下,产生"新的辐射……它是那么地硬,使人们几乎不能怀疑它们起源于核"。他们假设这种辐射是由核的 γ 射线所组成,后来证实这种看法有一定的正确性[13],但不是全部的真理。这种辐射过程有些奇特的东西,它的能量平衡[14]和角分布[15]都不大适合 γ 发射的假设。

然后出现了约里奥一居里夫妇② 1932 年 1 月 28 日的报导[16],用查德威克的话来说,[2] 它有一种令人震惊的效应。在这篇标题为《在被穿透性很强的 α 射线照射的含氢物质中发射出高能光子》的文章中,作者们报道了从 α一铍反应中产生的所谓 γ 射线,能够使石蜡发射出质子。他们进一步指出,如果质子发射是一种康普顿效应,这些 γ 射线就应该有大约 50MeV 的能量。他们承认这是一个相当高的能量,但是"那不是否决[康普顿效应]假说的充分理由"。经过进一步的考虑,他们改变了想法,然而改变的不是关于 γ 射线而是关于康普顿效应的想法。在随后的一篇报导中(2 月 22 日)[17],他们写道,质子发射的机制"相应于一个辐射和物质之间相互作用的新模式"。 399

与此同时,查德威克发现了中子。

---

① 费瑟(N. Feather)发现早在 1899 年"中子"就被使用。斯图威尔[9] 引用了别的例子。我在斯塔克的一本书中也发现同样名字。[10]

② 系皮埃尔和玛丽・居里夫妇的女儿伊伦娜和女婿弗雷德里克・约里奥一居里。——译注

当1月28日的论文到达卡文迪什时，查德威克和卢瑟福都不相信报导中的结论。[2] 查德威克立刻走进实验室，并在2月17日递交了一篇题为《可能存在一个中子》的论文[18]。他在文章中假设α—铍反应是（n 即中子）

$$\alpha + Be^9 = C^{12} + n \tag{17.1}$$

为了支持这个结论，他提出两个独特的论据：

(1)当辐射横向穿过充以氢或氮的容器时，它要产生各种反冲速度。通过对这些反冲速度的比较，他发现，辐射由接近质子质量的粒子组成。①

(2)尽管如此，我们还是假设辐射由光子组成。那么这个过程将是 $\alpha + Be^9 \rightarrow C^{13} + \gamma$。如果情况真是这样的话，那么从已知的质量亏损，查德威克估计 γ 射线的能量不超过14MeV——无论怎么都不够。于是他总结道，"所有迹象都有利于中子，[除非]能量和动量守恒在某方面被放弃了"。在一般情况，这最后的警告似乎有些过分。但是，这是1932年2月，关于某些核过程中的守恒定律的正确性的争论，当时还相当活跃。[20]

几年后，约里奥②向卢瑟福表示了极大的敬意，说他未曾读到卢瑟福的贝克尔演讲，如果他读到的话，那么认证中子的就有可能，甚至很有可能是他和他的妻子，而不是查德威克了。[22] 幸运的是，查德威克发现中子后，他们夫妇两人并未停止用钋的α粒子做实验。结果他们也作出了一个重要的发现。这里有一点浪漫，因为正是他们的妈妈玛丽发现了世界上最强的放射源，并取名为钋。

400 在1933年7月，约里奥—居里夫妇报道，[23] α 辐照铝和硼，得到两种最后的产物：③

---

① 令辐射由质量为 M（以质子为单位），以不高于 v 的速度运动的粒子组成。令 $v(H)$ 和 $v(N)$ 各是在氢和氮中的最大反冲速度。那么，$v(H)/v(N) = (M+14)/(M+1)$。把这公式与他的测量作比较，查德威克发现[19] $M \simeq 1.15$。

② 关于约里奥的传记见参考文献21。

③ 按初始论文的精神，我在(17.2)—(17.7)式中没有提及中微子。



$$\alpha + Al^{27} \rightarrow Si^{30} + p \quad (17.2)$$



$$\rightarrow Si^{30} + n + e^{+} \quad (17.3)$$



$$\alpha + B^{10} \rightarrow C^{13} + p \quad (17.4)$$

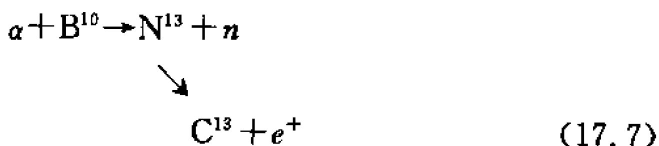


$$\rightarrow C^{13} + n + e^{+} \quad (17.5)$$

开始，他们把(17.3)式和(17.5)式解释为一个质子的蜕变："质子是一个复合体，它由一个中子与一个正电子联合而形成。"也就是说，"发射出质子的嬗变有时能同时导致质子的分解"。[24]这就是他们的安排。再次有幸的是，他们继续这一实验，并且在1934年1月15日发表[25]了妙语：到那时为止所有已知的核反应都是瞬间的，但是当一张铝箔被辐照后再把α源移开，正电子的发射并不立刻停止。箔片仍在发射正电子；这一过程有一个特有的半衰期(～3分钟)："这些实验表明，存在一种新的发射正电子的放射性"。他们不用(17.3)和(17.5)式，而是假设反应链是



$$\alpha + Al^{27} \rightarrow P^{30} + n \searrow Si^{30} + e^{+} \quad (17.6)$$



$$\alpha + B^{10} \rightarrow N^{13} + n \searrow C^{13} + e^{+} \quad (17.7)$$

三个星期后，他们报告说[26]：利用放射性化学的方法分别检测到磷和氮的同位素——这就是β^{+}放射性的发现被授予诺贝尔化学奖的原因。(也可能是为了在同一年里同时表彰约里奥-居里夫妇和查德威克)。这些事发生在1935年。玛丽·居里没有活到亲眼目睹这一场面的时刻。①

事件一个接着一个，来得非常快。又过了五个星期，费米递交了第一篇论述由中子轰击引起的放射性的文章。[27]从此，费米开始了他在中子物理学中的实验研究，基于这些研究，他也许算得上是30年

① 玛丽·居里于1934年7月4日去世。——译注

代这方面的学术带头人。在此期间，他和他的合作者使实验物理学在罗马兴旺发达；关于这些，霍尔顿[28](G. Holton)和塞格雷[29]都有很详细的描述。中子物理学在别处也开了花。中子的散射和吸收成为核结构的一个主要信息源；中子轰击发现了核裂变，而核裂变改变了我们赖以生存的世界。这些都是很有趣的课题，只是它们不是我们现在这个故事的主题。

401

1934 年 4 月，卢瑟福向费米祝贺："你成功地逃离了理论物理学的领域。"[30]但人们应该注意，卢瑟福并未提到下面这个事实，或者没有对这个事实作出更多的关注：在费米开始他的中子实验工作仅仅两个月之前，他曾以理论家的身份研究过中子，并在那时给出放射性的第一个正确解释。

30 年代物理学集中在两个主题上。正如以前所提到过的，这是为量子电动力学而奋斗的时代，也是贝特有充分理由称之为的[31]快乐的 30 年代：中子的发现使得核现象的合理的理论的产生成为可能。这一主要进展就是本章的课题。(c)节描写的是核的电子一质子模型以它引起的可怕的混乱①如何让位给中子一质子模型。那个过渡并不是一蹴而就的。用了两年时间，从 1932 年初到 1934 年初，其间中子显然成为核的一种主要组分；但如何摆脱电子作为核的建筑材料却没有任何明显进展。那时候，通常的手段是把电子隐藏在中子里边；人们可以恰当地称呼那些年为中子的质子一电子模型时代。在这个过渡时期中最值得注意的理论贡献，是(d)节中讨论的海森伯有关核力的文章。海森伯的中子是一个束缚的质子一电子系统。他的工作横跨两个题材：找出中子的这种组合图象的后果；并找出把核设想为一种中子一质子系统的那些后果，这个系统独立于这种所谓的中子结构。在后一个方面，他的理论给出许多可期望的东西。无论怎么说，这个工作在非相对论量子力学的背景下，对于指明

① 第 14 章(b)节。

通向核力的现象学处理的道路是有帮助的。

这个过渡时期以费米的β衰变理论((e)节)而告终，它最后不仅澄清了电子应该从核里驱逐出去，而且澄清了应该如何驱逐。对费米的贡献怎样评价都不会过高。他指出放射性应归因于一个新的力。他把中子从质子一电子模型中解放出来。他还使玻尔对能量不守恒的猜测消声匿迹。[32]他不在玻尔的轨道上运行，这很可能是费米的优势。“费米充分认识到他的成就，他认为，他会因为这篇迄今为止最好的文章而被人们铭记在心。”[33] 402

由海森伯开创，又由其他人——最著名的是维格纳和马约拉纳——迅速发展的处理核力的尝试，或许可以被称作库仑阶段。人们试图利用核组分之间的一些现象学描写的静势(static potantial)来适应当时还相当贫乏的事实。接着就是“麦克斯韦阶段”。核势会是由场传递的相互作用的静态表现形式吗(就像库仑势和麦克斯韦场之间的联系那样)? 在(g)节中描述了对这个问题的早期尝试，在那儿我们遇到了由汤川秀树引进的第一种介子。接下来的(f)节涵盖了电荷无关性和同位旋的引进。本章以对卢瑟福的颂词作结尾，他于1937年去世。

下面有必要概括地提一提将不在本章以及以后各章中讨论的那些论题。除了一些为了理解对物质更精细的描述所必不可少的简略概览之外，我并不想把它写成核物理学史。我也不在细节上纠缠，如阐明与发现费米理论之后的β衰变发展有关的大量理论和实验的重要工作。即使像镭E的β能谱这样的故事，作为单独的研究是很有价值的，但是它们也被排除在本计划的构思之外。

但是提一下一些集中于30年代的实验进展，仍是绝对必要的，这些进展剧烈地改变了核物理学和粒子物理学的研究性质。这些题目将在下一节中概述。我力劝有兴趣的读者了解一下参与了这些非常重要的发展的学者的回忆；见本章末的参考文献。

(b)氘核、宇宙射线和加速器的年代

1931 年 12 月 5 日。尤里、布瑞克外德(F. G. Brickwedde)和穆菲(G. M. Murphy)宣布[34]发现了氘核(deuteron)(开始也曾叫过deuton、diplon),它是氢的质量为 2 的同位素的原子核。开始时他们(在美国标准局)在三相点附近蒸发液氢并"从最后一个立方厘米的最后一部分中收集气体"。然后,(在哥伦比亚大学)检验了样品的原子光谱。在通常的每条氢光谱线 H_β、H_γ、H_δ 的附近,他们发现在旧玻尔理论所期望①的一个质量为 2 的同位素的位置上,有一条微弱的伴线。氘的发现在中子发现之前十个星期。我已经提到过,②在1932 年氘的结合能仍然按以下的两种假设来估算:氘的成分是 $2p+e$;或者是 $p+n$。

403

在核物理学中,氘的重要性可以与原子物理学中的氢原子相比,但不如后者那么简单。作为核物理学独一无二的束缚的二体系统,氘是有关核力的一个丰富的信息源。但在 30 年代已经开始认清,比起足以给氢光谱极好的一级近似的库仑定律,核力定律的复杂性是无可比拟的。它现在以及将来都必将如此。

30 年代同位素的研究,发展得极其迅速。到 1937 年发现了几乎一百种新的放射性品种。[35]

1931 年 12 月 19 日。安德逊发表的第一张③正电子照片只是标志 30 年代宇宙射线研究所取得的重大进步的一个例子。就在安德逊的发现之前,人们对于这种辐射的起源和组分几乎什么都不知道,尽管这种辐射已经发现了近 20 年。

---

① 这同样是核质量效应,以前在与 He^+ 的联系中讨论过;见(9.19)式和(9.20)式。这个效应对于氘显然是最显著的。

② 第 11 章,(f)节。

③ 第 15 章,(f)节。

几年以前我在维也纳的镭研究院拜访了卡尼克(B. Karlik)教授。当我们正在上楼时,她在一扇窗前停了下来,指着一个露天停车场,凑近我说:“发现宇宙线的头几步工作就是在那儿完成的,当时那是一块牧草地。”很久以后,我偶然看到一篇有关那块牧草地上所发生的事情的报导,那是赫斯(V. F. Hess)写的,时间是1911年。

那时,大量实验已表明,即使当屏蔽很强时验电器的电离室也能测试出辐射。把这些穿透力很强的辐射看作是产生于地球内部或地球大气层中的设想,变得越来越困难。在1911年赫斯的文章[36]中,他报道了两个实验系列。第一串实验是在牧草地上做的,用于检测吸收系数的理论估计与实验是否相符。一个强的辐射源与一个静电计之间的水平距离可以在90米范围内变化。结果发现实验与理论相符。在第二串实验中,载人气球上升到1000米高空,测量宇宙射线的垂直强度。测得结果是,强穿透力的辐射在这个高度的强度与海平面的情况差不多——如果辐射是从地球中发射出来的,那么就与牧草地实验相抵触。接着,在1912年4月17日,赫斯与两个同伴一起开始一系列载人的气球升空试验,最后达到5000米的高度。在这一高度,发现辐射强度大约是地球上的9倍。[37]看来是必需有一个新的假设:“要么是在很高的高度有一种至今未知的物质,要么在地球以外有一种穿透力很强的辐射源。”在密立根(对于吸引人的词汇他总是格外灵敏)于1925年末提出[38]“宇宙射线”名称之前,大多数人一直叫它超辐射。 404

这样就开始了粒子物理学的一个新分支。与放射性研究不同,这一研究不需要费力去准备放射源;它也不像加速器物理学,宇宙射线中粒子不需要人工加速。关键的进展几乎只与检测仪器的进化相联系,这就解释了为什么在赫斯发现之后的第一个15年里进展相当的缓慢。接着发生了许多故事:海洋航行,潜入深水,飞机旅行,到埃菲尔铁塔顶上和高山上冒险等等。抱歉的是我在这里只能一笔带过,下面也只简单地列举到1933年底的大事记,此外在(g)节还将介绍一些情况。

1925 年 12 月。密立根测量小组①得出第一份报告[39]，他们使用的是由两个直径为 18 英寸的气球携带的自行记录设备。这种新技术使得在比以前更高的高度作观察成为可能。

1927 年 4 月。在一个 β 射线实验中，斯科伯尔金(D. Skobeltzyn)把云室放在一个磁场中，他发现[41]他的几张照片显示出的电子轨迹是那么地直，以至于不可能是由于 β 放射性引起。这是第一次观察到宇宙线粒子。

1929 年 2 月。斯科伯尔金注意到[42]宇宙射线粒子频繁地一组组地出现——这是簇射的第一次暗示。②

1929 年 6 月。由于在计数器技术和符合电路中的进步，博特和科尔赫斯特(W. Kolhörster)指出[44]，有些在海平面入射的宇宙射线必定是带电粒子。他们发现，当一块 4 厘米厚的铅吸收板放在垂直放置的两个计数器之间时，两个计数器之间的符合数只稍微减少了一点点。如果像当时普遍相信的那样，宇宙射线在海平面是带有能量≲几百 MeV 的光子，那么这个结果是无法理解的。其实这一效应是由于单个的快速带电粒子横穿铅板时能量的适度损失引起的。"这个实验对宇宙射线研究的历史的影响是众所周知的。直到那时，宇宙射线一直被认为是高能 γ 射线。"[45]

1927～1933 年。宇宙射线的强度对地球上给定位置的纬度和方位的依赖(东西效应)的实验和理论的研究，显示出地球磁场的重要影响，并且澄清了宇宙射线主要是由带电粒子所组成。③

1933 年 2 月。布莱克特和奥卡利尼用他们的计数器控制云室进行研究，发表了有关宇宙射线簇射的第一份报告[47]。

405 1932～1933 年。第一次证实了个别宇宙射线粒子的能量能达到十亿伏特。最最令人信服的是罗西(B. Rossi)的结果，他用厚达 1

① 那时，密立根对宇宙射线已经有了好几年的兴趣。[40]

② 有关斯科伯尔金对那些年的回忆，见参考文献 43。

③ 这个复杂的课题的详细情形，参见参考文献 46。

米的铅吸收板重复了博特和科尔赫斯特的实验。[48]从这以后人们开始知道，宇宙射线甚至能有高得多的能量。

大约就在 1930 年以后，那些活跃于宇宙射线研究的人员数量开始迅速上升，于是在这一课题上的论文数也开始迅急速增加。下表说明了这方面的问题。它选录自一份 1934 年的自称相当全面的文献[49]。"总数"和"美国"各自表示世界范围和在美国发表的论文数。

年份	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33
总数	9	15	48	37	43	54	62	95	132	184
美国	1	2	8	3	7	7	9	16	44	69

1932 年 2 月 17 日。在 α 粒子源的帮助下发现了中子。此后，所有基本粒子的发现都只通过三种方式：或者在宇宙射线中，或者利用加速器，或者利用反应堆。

1932 年 6 月 15 日。考克饶夫和瓦尔登报道[50]了第一个由加速器中加速的粒子所激发的核过程：



$$p + Li^7 \rightarrow 2\alpha \qquad (17.8)$$

他们已能把质子加速到 0.7MeV，不过，人们发现为了达到使锂发生反应的目的，0.12MeV 就已足够。

这个数量级的电压差早就已经可以得到。卢瑟福回忆，他在 1904 年的圣路易斯博览会上看到过一个可以产生大约 50 万伏特电压的变压器。[51]无论是什么工业方面的原因使人们追求如此高的电压，在一个高度真空的管子的两端加上这样的电压，在当时绝不可能仅仅出于工业的需要。只有用这种装置，人们才有希望加速粒子，而不至于因为被管中的气体散射而损失能量。因此，从一开始，有效的高能量就与那些高真空的设备相联系。进入 20 年代后期，有用的加速电压的极限大约是 200000 伏特，更高的电压则会导致干扰放电。[52]

朝向高能研究的动力似乎"始于 1926 年的一个核物理学计划的

进展，其指导者是华盛顿卡内基①研究所地磁部的布赖特博士”。[53]根据这一计划的主要实验物理学家图夫(M. A. Tuve)的说法，“这次研究的主要目的是了解由质子和电子所组成[1926年]的原子核如何能那么稳定地维系在一起……我们期待发现某种非电性的短程力。”[54]利用高压X射线管，布赖特和图夫得到[55]约为5MeV的峰值电压。1927年，在柏林的一个小组开始了利用大气中的电流作为高压源的一个计划(不无成功)。[56]1928年，一个高能原子核计划(以X射线管开始)在加州理工学院启动。[57]1929年，当时在普林斯顿的NRC研究员范德格拉夫(R. J. Van de Graaff)开始研究充电皮带式静电起电机，②以后这种起电机也因此以他的名字命名。利用吸附式升举器的静电平衡，电动机驱动的丝绸皮带传递电荷以便在一对电极上产生相反的电势。1931年，范德格拉夫报道得到了1.5MeV的电势，他指出：“这种机械是简单、廉价和轻便的。一个普通的电灯插座就可以提供唯一需要的能源。”[59]

与此同时，考克饶夫和瓦尔登回到卡文迪什后，开始了电压倍增器装置的研究，③现在这种装置就称为“考克饶夫一瓦尔登”倍增器。在一次讨论中，考克饶夫从伽莫夫那儿获悉：几百keV的质子能够穿透核势垒(“反α衰变”)，并以足够的速率激发核反应。[60]考克饶夫和瓦尔登因此受到启发，开始了倍增器的研究。他们的努力有卢瑟福的保佑，卢瑟福不久以前曾公开地表示他自己喜欢高能物理学。“我早就希望得到足够适于研究的原子和电子，而且它们的能量要远远超出来自放射性物体α粒子和β粒子的能量。”[61]在考克饶夫的劝说下，卢瑟福为这项研究弄到一大笔拨款——1000英镑。[62]经过几年辛苦，他们最后创造了一种电容器和整流器的结合，用它能把

---

① 卡内基(A. Carnegie，1835～1919)美国钢铁企业家。退休后致力于慈善事业，捐款兴办基金会，资助不少文教科研机构。——译注

② 对这些开端，麦克米兰以一个目击者的身份作了描述。[58]

③ 关于那些日子的情况见麦克米兰和瓦尔登之间的通信。[58]

200keV 的电压倍增到有 700keV 电势的直流电流。考克饶夫描述了[62]接下来的情况。“最后，我们得到一束高能质子，并从一个窗口把它引到空气里，以检测它在空气中的能量和射程。浪费了一段时间后，在查德威克和卢瑟福的激励下，我们把它引到一个锂靶上，再用一块硫化锌的屏，就立刻观察到明亮的闪光，它显然来自锂发射的粒子。”这样，我们就得到了加速器物理学的第一个实验结果。

这次事件过后不久，考克饶夫和瓦尔登各自收到了[63]以下的电报：“为北美和南美大约 1400 份报纸服务的美国联合出版社将会深深地感激你们，如果你们允许我们就分裂原子的最新实验作一次解说性采访。”

1932 年 9 月 15 日，得到了第一个用美国加速器获得的物理学 407 结果：来自伯克利的劳伦斯、利文斯顿（M. S. Livingston）和怀特（M. G. White）报告了一个(17. 8)式反应的研究，其质子的能量范围是 100～700keV。

我与劳伦斯只见过一面，那是在第二次世界大战后不久，在奥本海默的普林斯顿家中。（他们两人当时关系仍不错。）我对他留有的清晰印象是，他是一位散发出自信和控制他人能力的人。我们当时还谈到正在建造的 400MeV 回旋加速器。我问他，他认为用现在的技术能达到多高的能量，他说完全可以超过 1 千 MeV。那时候，这是一个令人生畏的数字。

就美国而论，劳伦斯是第一位新机器建设者。用高速粒子束做实验也许不是他主要的兴趣，但是他专心致志地为达到从未有过的高能量而献身，这是十分杰出的。同样，在培养下一代机器建设者方面，他的贡献也是非凡的。这些建设者有：阿尔瓦雷斯、布鲁贝克（W. M. Brobeck）、格林（K. Green）、利文古德（J. J. Livingood）、利文斯顿、洛夫格林（E. J. Lofgren）、麦克米兰、潘诺夫斯基（W. K. H. Panofsky）、斯涅尔（A. H. Snell）、托尔通

(R. L. Thornton)、怀特和 R. R. 威尔逊。① 在战后年代，阿尔贡、巴达维亚、布鲁海汶、橡树岭和斯坦福的国家实验室都得益于他们的工作。

此外，劳伦斯有一种弄到基金的极不寻常的才能，这在 30 年代初绝不是一件无关紧要的事。"劳伦斯的乐观主义和他的热心支持，使那些对大萧条忧心忡忡的普通人有了信心，愿意投入……尽管劳伦斯在筹集款项上十分成功，但他自己几乎没有什么钱。在机器上消耗了几万、几十万美元的同时，工作人员的薪水却很少(甚至可能没有)，而现在通常都有的福利：医疗保险，秘书和会议差旅费则一概没有。"[65]

劳伦斯，一个土生土长的南达科他州人(他在那儿和他的高中朋友图夫一起利用业余时间搞无线电收发报[58])，于 1928 年来到伯克利。1930 年他开始做有关共振加速的工作。这个概念要回溯到 1924 年，当时斯德哥尔摩皇家理工学院的伊辛(G. A. Ising)提出用多次穿越一个电压差的办法来加速粒子。[66]他的思路是把带电粒子射进一个真空管，管里有一些直线排列的加速电极。当带电粒子到达真空管的末端时，电场反向，粒子反转，当它们回到起点时能量加倍，这时电场又反向，等等。按照伊辛的建议，1928 年，挪威人——"第一位加速器的设计者"[67]维德洛埃(R. Wideröe)成功地得到了加倍的能量，为此他获得了亚琛工业大学的学位。[68](维德洛埃后来担任建造欧洲核子研究中心(CERN)的第一个质子同步加速器以及汉堡的电子同步加速器 DESY 的顾问。②)

408

劳伦斯在 1929 年曾回忆[69]维德洛埃的论文如何激发了他自己的设计灵感。③ 根据一位亲历者的说法，"劳伦斯一读到维德洛埃的文章，就立刻产生了采用磁场中的弯曲轨道的想法"。[71]劳伦斯的设

① 我感谢洛夫格林，他帮助我编制了这个名单。

② 参考文献 67 中有维德洛埃生涯的一个梗概。

③ 1931 年在伯克利，维德洛埃的直线加速器设计被应用于加速汞离子。[70]

想大概[①]是这样的：两个扁平的半圆形中空电极（“双 D”盒）安装在一真空室内，真空室放在电磁铁的一对磁极中间，电磁铁产生与双 D 型电极垂直的均匀的磁场 B。在真空室中心附近产生的带电粒子（电荷为 e，质量为 m），在每个 D 型电极中沿着一条半圆路径回转，其运转频率为

$$\nu=\frac{eB}{2\pi m} \tag{17.9}$$

ν 与粒子速度无关。在两个 D 形电极中间留出的间隙中，粒子同时受到 B 以及频率为 ν' 的交变电场的作用。调整 ν'，使之与 ν 相等，这样就建立了共振，保证了在圆形轨道上每转一圈，其粒子能量增加两次；而且这些增加会不断累积起来。粒子在不断加大的半圆中回转，直到它们到达 D 形电极的边缘。

1930 年春，劳伦斯的学生埃德勒弗森（N. E. Edlefsen）建造了“两个粗糙的模型”[73]，现在它们被叫做回旋加速器。真空室[②]开始是用几片画成一定大小的玻璃、一些铜的下料和一个蜡封做成的，然后固定在光谱学工作者使用的直径 4 英寸的磁铁的磁极中间。1930 年 9 月，劳伦斯在伯克利召开的美国科学院会议上呈交了有关这个装置的一篇论文。[74]反响还相当不错。1930 年 4 月 30 日，劳伦斯和利文斯顿报导[75]了能够运行的回旋加速器；加速器由利文斯顿建造，这是他的哲学博士课题。“磁极的表面直径为 10 厘米，磁场强度为 12700 高斯；在极板上使用 2000 伏高频振荡器，可以产生 80000 伏特的氢分子离子。”三个月后他们到达了下一个里程碑：用一个 9 英寸的模型，把质子加速到超过 1MeV。[76]1932 年 2 月，他们完成了一篇论文，[77]利用一个新安装的 11 英寸磁铁产生了 10^{-9} 安培的 1.22MeV质子流。9 月份，他们和怀特共同完成了他们的第一个物理学实验，即前面提到过的锂反应。[64]

---

① 详见利文斯顿和布列维特（J. P. Blewett）的书。[72]

② 现在在伯克利劳伦斯科学厅展览的是利文斯顿后来建造的一个回旋加速器。

为了得到这个锂的反应，他们花了几个月的时间。因为如利文409斯顿所回忆[78]的，他们当时尚未准备好适当的仪器来观察蜕变。"物理学实验的计划与建造实施它们的仪器没有同步进行。劳伦斯只专注于改进加速器，由此引起的消极后果，在整个 30 年代一再发生。"[65]回旋加速器的建设继续进行。11 英寸之后是 27 英寸，再是 37 英寸，60 英寸。[79]那时，质子和氘的能量已分别达到 8MeV 和 16MeV。回旋加速器也开始在其他地方建造。物理学发展势头汹涌澎湃。出版物的数目也快速增长。[80]劳伦斯开始计划做一个 100MeV 的加速器。

然后第二次世界大战到来了。

我预先指出，作为回旋加速器原理的(17.9)式，其有效性是受到限制的。它既不考虑质量随速度的相对论性变化，也不考虑带电粒子在圆形轨道中运动时由于辐射而产生的能量损失。这些限制对于能量相对较低的第一代回旋加速器来说并不十分重要。在较高能量的情况，劳伦斯的圆形轨道的思想也仍然是加速器的基石。正如麦克米兰——他本人就是这个课题的一位权威——在将近半个世纪之后所说的[58]："我认为这[回旋加速器原理]是加速器的历史上唯一重要的发现；它产生了强有力的基本思想，所有大的质子同步加速器实际上都是回旋加速原理的一种延伸。只不过在基本思想上加上一些精心制作和改进，例如利用相位稳定性和强聚集。"

(c)中子是什么？

兴趣的要点是，在何种程度上可以把中子看成是(质子或电子那样的)基本粒子。

D. 伊凡宁柯，1932 年 4 月 21 日[81]

……一个质子嵌入一个电子之中。

J. 查德威克，1932 年 4 月 28 日[19]

卢瑟福对中子的看法被查德威克证明是那么地英明正确,这惊人地表明,在良好判断力(卢瑟福关于元素的合成的想法)基础上所作的推测,能够为我们展示即使最好的物理学家也预想不到的新景观。现在的情况是,寻求一个紧紧束缚在一起的质子一电子系统,导致了中子的发现,但中子实际上像质子一样是一个地地道道的基本粒子。本节和下一节,我们将要介绍把中子作为类氢结构的先入之见,是如何过渡到现代观点的。正如我们将看到的,与其说是从组合粒子的思想中解放出来,倒不如说是因为无路可走了。尤其是玻尔关于在短距离情况下量子力学有可能被破坏的推测,完全于事无补。

事件的过程以大事记形式简要介绍如下。时间是 1932 年。

4 月 18 日。F.佩兰[82]和俄歇[83]假设轻元素只由 α 粒子、质子和中子组成,而中子被认为是受束缚的质子一电子系统。但是,从天然放射性同位素 K 开始[41],额外的电子似乎可以与核组分分离。这个假设在 1933 年 10 月的索尔维会议上进行了讨论。在那次会议上,这一假设得到狄拉克的支持,这有点出乎预料:"如果我们把质子和中子看成是基本粒子,我们就有了三种基本粒子[p,n,e],原子核由它们组成。3 这个数目看来似乎比较大,但是从上述观点来看,粒子数为 2 也已经是一个大数目了。"[84] 410

4 月 21 日。伊万宁柯第一个建议中子在某些方面可能像质子(见以上的引语)。他并没有把电子从原子核中排除出去,而是建议把这些电子"都塞入 α 粒子或中子中……[这]听起来不是不可能的,只要我们记住这些核[原文如此]电子进入到核内时极度改变了它们的特性。"他相信,电子作为核组分的组分被隐藏了起来——当然它并未解决在第 14 章(b)节中讨论的原子核的质子一电子模型的诸多问题。

4 月 18 日。皇家学会也在进行"关于原子核结构的讨论"。[20]很自然,那天从卡文迪什来的人坚持核的质子一电子模型。卢瑟福:"一个电子不能以自由状态存在于稳定的核之中,它必定与一个质子

或其他可能的块状单位(massive units)相联系。在某些核中存在中子的迹象,说明这种联系是有意义的。"查德威克:"中子可以被描述为一个小的偶极子,更确切地说是一个嵌入电子的质子,"他的第二种说法暗含一层意思:经典质子半径 e^2/Mc^2 比其对应的电子的半径要小一些。

5月10日。查德威克:"当然可以设想中子可能是一个基本粒子。这种提法现在很少用到,除了可能解释像 N^{14} 这样的核的统计学问题以外"。[85]

6月7日。在下一节中讨论海森伯三篇论述核力的系列文章的第一篇。海森伯坚持中子的质子—电子模型。

6月18日。奥本海默和他的学生卡尔森的论文[86]《论快电子和磁中子的冲击》。这里,磁中子是泡利的中微子。在安阿伯夏季学习班①听取泡利的学术报告后,奥本海默和卡尔森产生了研究这些假设的粒子在宇宙射线事件中被吸收的想法[87]。目前只有下面几点在这儿值得一提。他们第一次提到"构建原子核的第三个元素"——即泡利①提出的中微子,它可以同时解决"反常自旋和反常统计,以及411 在 β 粒子蜕变中能量守恒的明显的失败"。他们继续说:"然而,人们可以假设中子的质量非常接近于质子的质量,并且这些中子在一些核中代替了一对对的电子和质子,而不是附加在它们上面;这些中子能帮助解释核的反常自旋和反常统计,虽然它们无助于说明 β 射线蜕变。而铍的贯穿幅射的实验证据则向人们暗示的确存在与质子质量相当的中子。"据我所知,这是第一次在文献中叙述中子挽救了自旋和统计,而 β 衰变中的能量守恒则是一个独立的问题。

8月2日。贝彻(R. F. Bacher)和康登试图[88]在各种不同的对核里(质子、中子、电子)含量的假设中,从 Li^6,Li^7,和 N^{14} 的自旋推导出中子的自旋。他们发现最有可能的是,在核中,质子和中子的自旋为1/2,电子的自旋为0——这还不错,因为在原子核中没有电子。

---

① 第14章(d)节。

为了更好地评价这个工作，应该记住当时甚至连氘核的自旋也尚未发现。1933 年 5 月，氘一氘分子的带状光谱①的实验分析显示，[89]"氘的自旋既不是 0 或 1/2，也不是 3/2。因此可以毫不怀疑地说，自旋无疑是 2/2。"一直到 1934 年 3 月类似的测量才确定地表明[90]氘核的自旋为 1。一旦确认了氘的自旋，中子自旋就是 1/2，或者 3/2。当然，人们都认为 1/2 的值是理所当然的。中子自旋为 1/2 的第一个结论性的证明，直到 1937 年才给出，当时施温格指出[91]：从中子受正氢和仲氢散射的数据，可以排除 3/2 的自旋。

8 月 17 日。伊万宁柯[92]论述了自旋一统计悖论（第 14 章，(b)节）的解决："我们不认为中子由一个电子和一个质子所组成，而认为中子是一个基本粒子。确认这个事实后，我们必然把中子看成具有 1/2 自旋并服从费米一狄拉克统计……氮核似乎服从玻色一爱因斯坦统计。现在这完全可以理解，因为 N^{14} 正好包含有 14 个基本粒子[7 个质子＋7 个中子]，也就是一个偶数，而不是 21[14 个质子＋7 个电子]。"这是我所见到的最早的解决氮问题的清晰陈述。

1932 年，新的中子模型终于摆脱了老的中子模型。② 第二年，老观点的支持者开始动摇，举一个例子：查德威克在他的贝克尔讲座[93]（1933 年 5 月）中说："毫无疑问，中子的质量明显地比氢原子的质量要小[!]。这与中子由一个质子和一个电子所组成的观点相一致……如果中子是一个质子和一个电子，那为什么氢原子不在释放能量的同时转换成一个中子呢？……看来现在有必要认识这些困难，412 在记住中子在一些场合是复合体假说的同时，记住在原子核的结构中它是一个基本单元。"注意，中子质量 m_n 仍然是一个不精确的值，这是一个额外的麻烦。实际上中子比质子重（重 $\simeq 1.3$MeV）。m_n 早期最精确的数值③是 1934 年 8 月由查德威克和戈德哈伯得到

---

① 有争论的是强度的交替，这在第 14 章(b)节第 3 部分中有所描述。

② 斯图威尔的书选录了更多的意见。

③ 那时其他 m_n 的测定概况，见参考文献 94。

的，[95]方法是把能量守恒应用到氘核的光致效应 $\gamma+d\rightarrow n+p$ 上。

仿佛中子引起的麻烦还不够，1933 年初，质子也成为一个使人感到为难的东西。那年年初布洛赫写信[96]给玻尔："泡利告诉我斯特恩测量了质子的[磁]矩，并发现它大约是 $3e\hbar/2Mc$。这将意味着狄拉克理论不适用于质子，泡利对此十分开心。"不久以后，弗里希和斯特恩宣布[97]，他们的磁矩值在两个和三个 μ_p（$=e\hbar/2Mc$，现在最好的值$\simeq 2.8\mu_p$）之间，与一般期望的对照电子推出的 $1\mu_p$ 不同。"这个结果极其令人吃惊"，斯特恩以充分理由写道。[98]那年稍晚，玻尔在关注短距离的新物理学时，认定中子是一个罪魁祸首："这个有趣的发现……肯定无疑地在这里找到了解释：中子的直径以及由此而得出的质子的直径比 $\hbar/Mc$ 大得多。"[99]泡利注意到狄拉克方程的麻烦，并写信给海森伯："适用于相对论的狄拉克方程不适于重粒子，这一定有理论及经验上的（斯特恩的实验）原因。"[100]玻尔和泡利都没有走上正路。至于中子的磁矩，在 1933 年贝彻已经发现有迹象[101]（从 N^{14} 的磁矩）表明，中子的磁矩大约是负的 $1\mu_p$。阿尔瓦雷斯和布洛赫做了第一个好的直接测量，[102]给出值$\simeq -1.9\mu_p$；但那已经是 1940 年的事情了。我将在(g)节回到磁矩。

在中子发现之后的两年中，还有一些困惑。不论认为中子是合成的、还是赞成中子是基本的人，都没有提出有力的使人信服的理由。中子的质量和自旋仍需磋商，而质子的磁距又是一个新的谜。然而，首要的问题是另一个尚未解开的谜：β 衰变的动力学起源是什么？这个问题曾由费米在 1934 年作了回答，这一回答使得没有隐藏电子的质子一中子模型逐渐让人信服。我将在(e)节转向费米理论。然而，首先我们必须注意核力理论的诞生。

(d)核力:现象学的开端

基本的思想是:把所有基本困难都强行推到中子上,并在核内应用量子力学。

海森伯致玻尔,1932 年 6 月[103]

经典力学在原子核的发现中起了决定性的作用。① 旧量子论足以证明,超精细结构可以确定原子核磁矩。② 非相对论量子力学已成功地解释了 α 衰变,③并通过揭示原子核的自旋、磁矩和统计的佯谬,为进一步的发展铺平了道路。④ 这些进展都没有更细致地触及到核构成和核动力学的问题——只有下面两例除外:核内部的力不是纯粹的电磁力⑤;核的质子—电子模型是使人恼火的根源。

1932 年下半年海森伯[104,105,106]完成了三篇文章,这标志着向现代核力观点的过渡。这些论文虽然重要,但不能看做是与过去的彻底决裂。海森伯的原子核理论是老的理论和新的理论的混血儿。它有以质子—中子模型为基础的优点,但又有核的质子—电子模型的弊端。

为了理解海森伯的立场,就必须记住,在 1932 年玻尔和泡利之间有关解释连续 β 能谱的争论⑥仍然没有结论。我们已经看到,许许多多的困难甚至导致玻尔猜度量子力学在短距离的失败,以及怀疑守恒定律在 β 衰变中的有效性。海森伯或许是第一个获悉泡利提出中微子假设这个相反建议的人。理解海森伯 1932 年论文的关键就是:在那个时候,他站在玻尔一边。

---

① 第 9 章(d)节。

② 第 13 章(c)节。

③ 第 6 章(f)节。

④ 第 14 章(b)节。

⑤ 第 11 章(g)节。

⑥ 第 14 章(d)节。

那年早些时候，海森伯已试图沿着玻尔的思路创立一个理论(从未发表)。那是一个空间的格点模型，格点常数等于 $\hbar/Mc$。那个图象为动量一能量守恒定律带来麻烦——但是，也许它本来就不守恒。“一个更为有趣的结果大概是这样的，原子核由质子与质量为 M 的(慢)光量子而不是电子所组成。”[103]这些量子确切地是什么，海森伯没有讲。在1932年发表的核物理的论文中，玻尔的影响继续存在。414 “正是中子的存在与现在形式的量子力学定律相矛盾。公认的费米统计对中子的有效性假设，以及能量定律在 β 衰变中的失败，证明了现在的量子力学不能应用于中子结构。”[107]

海森伯的中子是一种自旋为1/2、服从费米一狄拉克统计的粒子。“但是可以假定，在适当的情况下[中子]能分解为一个质子和一个电子，这时，能量和动量的守恒定律或许不适用了。”[108]我们现在可以看出海森伯的策略：第一，让我们承认我们不了解中子；第二，让我们看看如果只用标准的非相对论量子力学来研究由质子和中子组合成的核(电子以某种方式隐藏在中子中间)，我们能够走多远。

首先，让我们看一看海森伯思考中子结构的思路。第一，他提议[109]用与质子束缚在一起的电子的 γ 散射，来解释 γ一核散射对克莱因一仁科公式的某些实验偏差；按原子核的尺度，电子质量很微小，因此电子产生的效应可以说是相当大的。① 这种散射异常的真正的解释在1933年才出现：这一效应是由电子一正电子湮灭引起的。② 第二，他猜测 β 衰变产生的原因是“一个中子，类似于量子力学系统，在一个强电场的影响下偶然也会自发衰变”。[112]第三，“中子的行为在许多方面表现得似乎是由一个质子和一个电子所组成……这一点在位置交换中……表现出来”。[113]

这最后一点下面再解释，它把我们引向海森伯的核力理论。

---

① 在陈述对这个效应的估计的时候，海森伯借此机会对玻尔的使他头脑清醒的讨论表示感谢。[110]

② 这一事件的详细说明见布朗和莫伊尔(A. Moyer)的一篇文章。[111]

依照质子之间的库仑力,海森伯假设了新的短程相互作用:

(a)在质子和中子之间。这个力是作为"与 H_2^+ 离子的类比"而引入的。[104]正如在 H_2^+ 中一个吸引势是由两个质子之间交换一个电子所产生,所以海森伯认为,相似的交换同样发生在氘核中,一个电子现在把自己与一个质子联系起来,形成一个中子,其他质子形成中子的情形依此类推。他赋予这种交换机制一种形式,这种形式当时必定给他带来了数学上的方便,但几年之后这种形式将具有重大的物理价值。这就是他所做的。①

用波函数 $\psi(\vec{x},s,w)$ 描述一个粒子,其中 $\vec{x}$ 为位置,$s=\pm 1/2$ 是在某个给定方向的自旋值,$w=\pm 1/2$ 是一个新的二值变量。我们规定: 415

如果 $w=+1/2(-1/2)$,粒子是一个质子(中子)。 (17.10)

引进三个 2×2 矩阵 τ_i,它们作用在 w 变量上:

$$\tau_1=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix},\qquad \tau_2=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix},\qquad \tau_3=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix} \tag{17.11}$$

正如泡利自旋矩阵(13.36)式作用在 s 上一样。这样

$$\tau_3\begin{pmatrix}\psi(\vec{x},s,1/2)\\ \psi(\vec{x},s,-1/2)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\psi(\vec{x},s,1/2)\\ -\psi(\vec{x},s,-1/2)\end{pmatrix} \tag{17.12}$$

令

$$\tau_{\pm}=\frac{\tau_1\pm i\tau_2}{2} \tag{17.13}$$

τ_+ 把一个质子变成一个中子:

$$\tau_+\begin{bmatrix}\psi(\vec{x},s,1/2)\\ \psi(\vec{x},s,-\frac{1}{2})\end{bmatrix}=\begin{pmatrix}\psi(\vec{x},s,-1/2)\\ 0\end{pmatrix} \tag{17.14}$$

τ_- 把一个中子变成一个质子。接着考虑一个二粒子系统,其波函数为 $\psi(\vec{x}^{(1)},s^{(1)},w^{(1)};\vec{x}^{(2)},s^{(2)},w^{(2)})$。引进两套三分量的 τ 矩阵 $\tau_i^{(1)}$,

① 我改变了海森伯的符号以便与后面的应用相符合。

$\tau_i^{(2)}$,有上标 1(2)的那些分量只作用在 $w^{(1)}(w^{(2)})$上。海森伯把他的中子一质子势 W_{12} 写成①$(r_{12}=|\vec{x}_1-\vec{x}_2|)$

$$W_{12}=P_{12}F(r_{12}) \tag{17.15}$$

$$P_{12}=\tau_+^{(1)}\tau_-^{(2)}+\tau_-^{(1)}\tau_+^{(2)} \tag{17.16}$$

只有当作用在由一个质子和一个中子组成的二粒子态时,W_{12} 才不是非零。尤其

$$P_{12}\psi(\vec{x}^{(1)},s^{(1)},1/2;\vec{x}^{(2)},s^{(2)},-1/2;)$$
$$=\psi(\vec{x}^{(1)},s^{(1)},-1/2;\vec{x}^{(2)},s^{(2)},1/2) \tag{17.17}$$

这样,P_{12} 把位于 $\vec{x}^{(1)}$ 有自旋 $s^{(1)}$ 的一个质子转变成一个位于 $\vec{x}^{(2)}$ 有自旋 $s^{(2)}$ 的质子;中子的情况与之类似。换言之,质子和中子交换电荷和自旋,这就是相互作用 W_{12} 的名称电荷一自旋交换的由来。

(b)在中子和中子之间:这个相互作用写成

$$\frac{1-\tau_3^{(1)}}{2}\cdot\frac{1-\tau_3^{(2)}}{2}K(r_{12}) \tag{17.18}$$

再一次要求与一个分子作类比,这一次是与中性 H_2 分子类比,H_2 分子有两个质子和两个电子,按照海森伯的想法这与有两个中子的系统相似。

416

(c)在质子和质子之间:只有库仑力,没有新的短程相互作用。也没有分子可以帮忙!

概括地讲,在分子类比的鼓舞下,海森伯引进了这种"位置交换"的力。他的位势 J 和 K 是现象学的,他很聪明,宁愿从实验获悉它们是什么而不去预言它们。

在评价海森伯的新的力的效用时,重要的是要记住,在 1932 年我们对于原子核的二体系统的了解是多么地少。因此,他写下氘核的薛定谔方程[114]但没有讨论它的解。他怎么能这样做呢?氘核的自旋还不知道(以前也提到过);论文中也根本没有提出氘核结合能的值。也没有人讨论中子一质子散射。的确,最初几个这种散射事件

① 在他的第三篇论文中[106],海森伯在 W_{12} 上增加一个非交换项。

已于1932年3月由约里奥一居里夫妇作了报道[115]，如从石蜡中放射出质子的云室照片，但那还不足以形成理论上的认识。海森伯对于核结合能的饱和性计算[106]也不很成功；这些能量具有随质子和中子的总数而近似线性地增长的性质。事实上他错误地认为，他的力如希望的那样将给α粒子一个饱和结构。不久以后马约拉纳指出[116]，是氘核而不是α粒子完全被海森伯的力所饱和。

尽管有这样或那样的缺点，海森伯的工作仍然可以视为一个突破，理由只有一条：他坚持认为原子核是一个质子一中子系统，必须按照非相对论量子力学的方式处理。这个信息很快就被人们接受，就像人们认识到海森伯的分子类比是启发性的但不是非使人相信不可的那样。不久为中子一质子力提出了具有其他交换特性的建议，均以它们的提议者命名：

	自旋交换	电荷交换
海森伯力(1932年)[104]	是	是
维格纳力(1932年)[117]	否	否
马约拉纳力(1933年)[116]	否	是
巴特勒特(J. H. Bartlett)力(1936年)[118]	是	否

将由短程势结构的各种假设得出的这些不同的力与实验的信息结合起来，成了一个新的行业。到1936年初，可以得到有关氘核的^3S基态和它的^1S激发态的能量数据，以及直到～5MeV的中子一质子散射的数据。此外，～900keV的质子散射实验已表明，[119]存在一个相互吸引的短程质子一质子核力。所有这些工作在贝特和贝彻[120]的著名文章中都有记述，它使得我们这一代人从他们最早的核物理学中获益匪浅。那是愉快地完成多种形状的短程位势计算、方阱位势、指数位势、高斯位势和其他位势的时代。然而，当时应该能认识到，已知的散射数据只能确定核位势的强度和力程，而不能告诉我们它的形状。值得注意的是，有好几年都没有认识到这个相当简单的事实。[121]现象学以后的发展：1936年，有人开始提出的np一、pp

417

一和nn一之间的相互作用力与电荷无关。① 在早期的研究中一般假定，核二体位势只依赖于粒子之间的相对距离(中心力)。1939年氘核的电四极矩的发现[122]表明[123]，存在一个附加的张量型的非中心力。二次大战以后不久认识到[124]，还需要有另外一个非中心力，就是自旋一轨道耦合。人们也清楚，这些力的径向关系并不像常常被假设的那样是简单地单调变化的。这些发现以及可以得到的能量越来越高的散射数据，最终得出了一个核中有效的二体力的十分复杂的表式。[125]

(e)费米的尝试

1. 费米在粒子物理学中引入自旋为1/2的量子化的场的尝试。泡利发现海森伯的核的中子一质子模型十分有趣，但对他中子的电子一质子模型一点也不关心。1933年7月他批评[126]海森伯的β衰变机制："如果中子真的有1/2自旋并遵守费米统计……那么中子在存在外场情况下决不能被分解[如海森伯所建议的]为一个电子和一个质子(我在布鲁塞尔也将坚持这一点)。"泡利继续道："一个中子……能够分解，不过要以一种更加复杂的方式，例如分解成一个质子，一个电子和一个中微子。"

那年10月在布鲁塞尔的索尔维会议上，当泡利评论海森伯《关于原子核结构的一般理论思考》的报告时，他为自己的中微子假设辩护，[127]但他以及其他在场的任何人包括费米，都没有提到他刚才讲到的基本的中子衰变。当时忙于他的能量不守恒意见②的玻尔，对中微子肯定不会有什么好印象。3月份，伽莫夫用他那无与伦比的英文写信[128]给高斯密特："玻尔……(嗯，你知道他绝对不会喜欢这个无电荷、无质量的小东西！)认为连续的β能谱可以用引力波的发射来

① 见(f)节。

② 见第14章(d)节第5部分。

补偿(!!!),引力波起了中微子的作用,但是它是更加实在的东西。要完成这一设想……非常困难。"我不知道这个思想的细节,但是显然,粒子和场的理论属于后玻尔时代。 418

在同一封信中,伽莫夫也提到费米的新的β衰变理论。它"极妙地解释"了一些实验事实。

费米肯定在索尔维会议一节束就开始了这项工作。12月他寄了一份关于这一课题的短文给《自然》。短文被退了回来,"因为它包含的推测离现实太远,以致不能使读者产生兴趣"。[129]题为《关于β射线发射理论的一次尝试》的意大利文版本的遭遇要好一些。[130] 1934年初出现了更详细的说明。[131,132]在这里,费米终于指出适合于β衰变的语言就是量子场论的语言:"电子(或者中微子)能够被创造也能够消失……由重的和轻的粒子组成的系统的哈密顿函数必定是这样被选择的:从中子到质子的每一个转变都产生一个电子和一个中微子。对于相反的过程,即从质子转化到中子,电子和中微子就应该消失。"

在做出这些断言时,费米利用光子的产生和湮灭作类比。像这样的比较逐渐流传开来。伊万宁柯在1932年8月说:"电子[在β衰变中]的射出与新粒子的产生相似。"[133]佩兰在1933年12月说:"中微子……在原子核中原本不存在,[但]在发射时被产生了,就像光子一样。"[134]但是,在费米以前没有人提出这些思想。**事实上,费米是第一个在粒子物理学中利用二次量子化的1/2自旋场的人。**记住,①海森伯在正电子理论中第一次用到这些场是在1934年6月!

在描述费米如何完成这些工作之前,我必须短暂地离开主题。

2. 德布罗意论反粒子。光的中微子理论。中微子是自旋为1/2、质量为μ、电荷为零的粒子,它由一个满足狄拉克方程的四分量场函数$\psi_\nu(\vec{x},t)$来描述(ν代表中微子,省去了狄拉克四值指标)。除了电磁相互作用外,所有那些关于电子的描述也适用于中微子:有正能态

① 第16章(d)节第2部分。

和负能态;在被占领的负能态中空穴的行为就像一个粒子——一个新的粒子。在一封1934年1月8日的信中(几乎正是在费米忙于工作的时候)——德布罗意说明[135]这种新粒子是“一个与[中微子]有联系的反粒子,就像狄拉克空穴理论中正电子与负电子的联系那样。”在这篇短文中,“反粒子”和“反中微子”这两个术语第一次进入了物理学。

419 然而,德布罗意对中微子的兴趣与β衰变无关,只与一种光的新理论有关。他提议一个光子可以是由一个$\nu-\bar{\nu}$粒子对($\bar{\nu}$=反中微子)组成的复合物。这一设想,是受到佩兰在索尔维会议①上评论的启发而产生的。佩兰认为ν的质量可能是0。德布罗意为他的设想使用了非量子化的波函数ψ_ν。在以后其他人的工作中,这些ψ_ν函数是量子化的,并发展了一种更加复杂的理论,其中用一些$\nu\bar{\nu}$态的叠加表示一个光子。② 当普利斯(M. H. L. Pryce)发现[137]光的所有中微子理论的提议都没有空间转动的不变性时,这种种努力就突然终止了。[138]

约旦也在致力于这个理论,下面是有关他的一曲小调,应该记录下来。他们可以用“卖刀老兄”的调儿来唱。

约旦先生
拿起中微子,
要用它们
制造出光。
它们旅行
总是成双配,
单个中微子
人们看不见。

现在我们可以再回到对费米的讨论。

---

① 见第14章(d)节。

② 对文献的评论和指导,见克朗尼格[136]和普利斯[137]的文章。

3. 费米的尝试。 费米通过模仿引起光子的发射和吸收的带电物质流 j_μ 和矢势 A_μ 之间的电磁相互作用，来与光子进行类比。他认为与 A_μ 类比，β 衰变应该在量子化的电子场 $\psi_e^\dagger$(e 表示电子)和量子化的 $\psi_\nu^\dagger$ 中表现出双线性。我们要记住(16.14—32)式中 ψ_e 和它共轭的 $\psi_e^\dagger$ 的特性，尤其是(16.15,18)式中 $\psi_e^\dagger$ 包含有电子产生算符 $a^\dagger$ 420 和正电子湮灭算符 b。把相同的程式(当 $e=0$ 时)用于中微子。这样，$\psi_\nu^\dagger$ 包含有 ν 产生，$\bar{\nu}$ 湮灭。因而费米用一些 $\psi_e^\dagger\psi_\nu^\dagger$ 型的双线形式来代替 A_μ。

我必须再一次打断费米的论述。

在中子 β 衰变中，电子应该伴随有一个中微子还是一个反中微子？眼下，这纯粹是一个约定的问题。费米选择 ν；事实上在他的这篇论文中没有提到反中微子。为了将来叙述的方便，也为了用一个稍稍容易的程式，①我现在就进入现代的图象。

$$n \to p + e^- + \bar{\nu} \tag{17.19}$$

在这种情况下，费米的全然无可非议的双线性 $\psi_e^\dagger\psi_\nu^\dagger$ 由 $\psi_e^\dagger\psi_\nu$ 代替，与最早由科诺平斯基(E. J. Konopinski)和乌伦贝克所做的一样。[139] 费米当然意识到需要洛伦兹不变性，用 $\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_\nu$[140] 代替 A_μ。

应该用什么来类比 j_μ 呢？"我们在这里遇到一个困难，它的根源在于不知道重粒子的相对论波函数。"[132] 记住，这时人们对于质子磁矩还完全迷惑不解。日益实用主义的费米，因此只选择考虑 $j_\mu A_\mu$ 的静态的、非相对论的部分，也就是 $\rho\phi$(ρ=电荷密度，$\phi=-iA_4$=静态势)。由于在带电的情况下，$\rho=e\delta(\vec{x}-\vec{x}_0)$，$\vec{x}_0$=粒子位置，他引进一个对应的密度 $g_V\delta(\vec{x}-\vec{x}_0)$(他用 g 代替 g_V)。但是在 β 衰变里，重粒子密度应该引起质子↔中子的转化。为了达到这个目的，他利用海森伯的 $\tau_\pm$ 算子，(17.13)式，对 $\vec{x}$ 求积分，最后出现了以下的 β 衰变相互作用(记住 $\bar{\psi}_e\gamma_4\psi_\nu=\psi_e^\dagger\psi_\nu$)。

---

① 由于相应于(17.19)式的常规，没有必要引入费米的 δ 矩阵，参考文献 132，(14)式。

$$H_{int}=g_V[\tau_-\ \psi_e^\dagger(\vec{x}_0,t)\psi_\nu(\vec{x}_0,t)+\tau_+\psi_\nu^\dagger(\vec{x}_0,t)\psi_e(\vec{x}_0,t)] \quad (17.20)$$

这是β衰变理论所有进一步发展的起点。① 注意，g_V 有一个不同于 $\dim(e)$ 的量纲 $\dim(g_V)$，e＝电荷：

$$\dim(g_V)=L^5MT^{-2}=\dim(e^2)L^2 \quad (17.21)$$

（L＝长度，M＝质量，T＝时间）。后来，这个看似无关紧要的关系给 W 玻色子和 Z 玻色子指明了道路。

费米利用(17.20)式讨论了以下的问题：

a. 中微子质量 μ。在(17.19)式的过程中，电子感受核的库仑场，因此它的波函数(在(16.14)式中的 u 函数)是库仑波函数。先暂时忽略库仑效应。那么算符方程(17.20)的矩阵元不依赖于电子的能量 W，在 W 和 $W+dW$ 之间的一个能量的几率 $P(W)dW$ 完全是421 统计性的，也就是正比于相应的相空间体积。在这种情况下，[141]

$$P(W)dW$$
$$=\text{const.}\,W(W_0-W)[W^2-m^2c^4]^{1/2}[(W_0-W)^2-\mu^2c^4]^{1/2}dW \quad (17.22)$$

W_0 是β能谱的上限。(17.22)式为长期保持神秘的电子连续能谱给出最完美的表达式，它显示出在 $W=W_0$ 附近能量对中微子质量 μ 的依赖最为敏感。如费米那样，如果考虑了库仑效应，这个结果仍是正确的。从(17.22)式(在存在库仑效应的情况下，它在 $W=W_0$ 附近基本保持不变)他发现，“当 $\mu=0$ 时，它与经验曲线最为相似”。

b. 允许的和禁戒的跃迁。这是费米引进的概念。为了得到一个核β衰变的 H_{int} 的矩阵元，人们必须求出 $\int\varphi_p^* H_{int}\varphi_n d\vec{x}_0$ 的数值，其中 φ_p 和 φ_n 是束缚在核物质中的重粒子的波函数。假设(费米说)$\bar{\nu}$ 波函数和 e 波函数不能逸出核外，那么衰变几率正比于

① H_{int}作用在二分量质子中子波函数上，与(17.14)式一样。

$$M_{pn}=\int \varphi_p^* \varphi_n d\vec{x}_0 \tag{17.23}$$

他注意到“核矩阵元”M_{pn}只有在核的初、末态有相同的角动量时才是非零的。① 他继续区分两个可能性：$M_{pn}\sim 1$ 或者 $M_{pn}=0$，各自表示“允许的”和“禁戒的”跃迁，并观察到后面的情况意味着一个较慢的衰变率而不是一点没有衰变，因为所做的各种假设不是严格的：ψ_e 或许可以逸出核外；如果 $M_{pn}=0$，那么在速度为 v 的重粒子中，被忽略的项$\sim v/c$ 可能是十分重要的。

这些初步的但有远见的论点已经成为人们十分重视和广为接受的重要研究对象，禁戒跃迁以及相应的选择规则也在 1941 年科诺平斯基和乌伦贝克的论文[142]中提出。对核矩阵元的精细的处理，已成为核结构的一个重要的信息源。

c. g_V 的值。如果 M_{pn}总是~ 1，那么衰变率就将只是一个 Z 和 W_0 的函数。1933 年就已经知道[143]情况并非如此。费米将一个寿命相对较短的子集确定为“允许的”。他由此推论出“非常粗糙的估计”

$$g_V=4\times 10^{-50}\text{尔格}\cdot\text{厘米}^3 \tag{17.24}$$

现在最好的值是$\sim 1.4\times 10^{-49}$。

这样，β 衰变理论的现代阶段就开始了。费米本人后来再也没有论及这个课题(除了一篇关于替换理论的批评性短文[144]，而这个替换理论现在已被人遗忘了)。然而其他人立即开始进一步完善这些新思想。 422

4. 30 年代的进一步发展。

(a)1933 年 11 月一个用镭源做的实验表明[145]，中微子在 75 个大气压的氮气中有一个大于 150km 的平均自由程。

(b)1934 年 3 月，威克(G. C. Wick)把费米理论应用[146]到约里

① 还有相同的宇称，但这一点在他的文章中还没有出现。

奥—居里夫妇刚刚发现的β^+放射性上。他与贝特和皮尔斯，[147]各自独立地注意到俘获过程的可能性。

$$e^- + p \rightarrow n + \nu \quad (17.25)$$

第一个详细的俘获计算是汤川秀树和坂田昌一(Shoichi Sakata)(1935年)完成的。[148]第一个观察到K俘获的是阿尔瓦雷斯(1938年)。[149]

(c)1934年7月，沃尔夫(H. C. Wolfe)和乌伦贝克完成一篇论文[150]，论述"费米理论的质子或中子的自发蜕变"。为了得到质子－中子质量差的最好值(显然仍处于争论之中!)，他们发现自由中子是不稳定的，寿命为～10^3秒。"不大可能这么小，但是又没有与此相反的证据。"中子衰变的第一次观察出现在1948年的一个反应堆实验里。[151]现在最好的平均寿命值是925±11秒。

(d)费米已经注意到[152]，与这一数据相比较，他的$P(W)$给出的慢电子太少。当贝特和皮尔斯建议[153]这可以通过在相互作用中引进ψ_e和ψ_ν的微商来补救时，费米回答道[154]，人们应该等待改进的实验。1935年5月，乌伦贝克和他的博士生科诺平斯基追随同样的思想，在相互作用中引入[139]ψ_ν的微商。① 结果，$P(W)$中的因子$(W_0-W)^2$(见(17.22)式，$\mu=0$)变成$(W_0-W)^4$。这个改变与当时的数据十分吻合。又过了5年，"KU"②理论被广泛地接受了。然后劳森(J. Lawson)拜访乌伦贝克，并告诉他(这是乌伦贝克告诉我的)所有β能谱的测量都是错的。能谱被二次效应所破坏，尤其是被源本身和它的承载材料内部的吸收和散射所破坏。把源弄薄(小到几个毫克/厘米^2)可以改进测量，并与费米理论[155]相符合。KU理论就这样从舞台上消失了。

(e)一旦有人敢于使用狄拉克波动方程来处理质子和中子，问题

① 耦合：$\psi_n \gamma_\mu \psi_p \bar{\psi}_e \partial\psi_\nu/\partial x_\mu$

② "KU"理论这一名称是取科诺平斯基和乌伦贝克两人名字的第一个字母组成的。——译注

显然就是如何用相对论形式来写费米相互作用(17.20)式，同样明显的是所有的冯·诺伊曼协变式(13.48～53)能产生β衰变耦合。这就出现以下一般化的相互作用：

$$H_{int}=\sum_i g_i\,\bar{\psi}_p O_i \psi_n\,\bar{\psi}_e O_i \psi_\nu + \text{厄米共轭}, \quad i=S,V,T,A,P$$

$$O_S=1, \quad O_V=\gamma_\mu \quad O_T=\sigma_{\mu\nu} \quad O_A=i\gamma_\mu\gamma_5 \quad O_P=i\gamma_5 \quad (17.26)$$

当我问乌伦贝克是谁最早想到这个一般的形式时，他回答：不知道。我所发现的最早报道是在贝特和贝彻的评论文章中。[156] 相应的$P(W)$包含$\sim g_i^2$的项以及S和V、A和T之间的干涉[157]。其中最重要的是重的和轻的粒子的$\vec{\sigma}$之间的伽莫夫－泰勒耦合[158]，它由A和T的静态极限激发产生。(17.26)式也允许$(e,\bar{\nu})$发射的同时产生核反冲，这个效应的第一个相当定量的证据出现于[159] 1936年。①

(f)1935年5月，第一次估计[161]双β衰变的衰变率

$$(A,Z)\rightarrow(A,Z\pm2)+2e^{\mp}+2\begin{pmatrix}\bar{\nu}\\ \nu\end{pmatrix} \quad (17.27)$$

典型的寿命$\sim10^{20}$年。[162]

(g)马约拉纳中微子。交换e^-和e^+的作用的电荷共轭运算式(16.36)也能相似地被应用到ν和$\bar{\nu}$上。1937年，马约拉纳注意到[163]费米理论可以换成另一种形式：用

$$\psi_\alpha=C_{\alpha\beta}(\psi^\dagger\gamma_4)_\beta$$

来替代(16.36)式(用克拉默斯的语言)，能够让ν和$\bar{\nu}$相等。这意味着对费米理论的一种修改。[164] 一个重要的区别[165]是双β衰变过程比(17.27)式中的要快[162]，在马约拉纳的图象中成为

$$(A,Z)\rightarrow(A,Z\pm2)+2e^{\mp}$$

其寿命$\sim10^5$年。这两种形式的双β衰变，至今一个也没有观察到。

① 对于早期反冲实验的回顾见参考文献160。

(f)电荷无关性如何导致同位旋

在海森伯的第一篇核物理学的论文中[104]，他已认识到核中质子和中子的数目之间近似相等，这暗示着在中子和中子之间的短程力不会与质子和质子之间的短程力有很大的不同。由于他根本没有引入这种pp一力，因此他不得不假设nn一力比起np一力要弱一些。鉴于同样的理由，在早期含有nn一相互作用和pp一相互作用的模型中[166]这两种力都被看成是相等的。1935年，通过变分法证实[167] H^3 (pnn)和 He^3 (ppn)的结合能之间的差别，完全能由库仑效应解释——这意味着短程pp一力和nn一力是相等的。"我们现在知道，要得到这些核[结合能]的好的数值是多么地艰难。"[168]但无论有多么困难，人们早就意识到如果核的pp一力和nn一力存在的话，它们应该是相等的，这是自从电荷对称性命名以来就具有的一个特性。①

424

1936年8月，人们得知这些力实际上是存在的，它们是强力，并且与pn一力密切地相关。在那个月的两天时间里，《物理学评论》收到3篇论文，它们标志着核相互作用研究的重大进展。

一篇论文是图夫和他的合作者完成的，[119]从强pp一相互作用的散射实验得到证据。第二篇是布赖特、康登和普雷森特(R. D. Present)的文章[169]，包含了对这些数据的一种分析，与已知的pn一散射信息作了一个比较，并得到以下的结论："在 ^1S 态中pp一相互作用和pn一相互作用在实验误差范围内是相等的。这暗示着，在其他态中重粒子之间的相互作用也是相等的。"

第三篇论文[170]由卡森(B. Cassen)和康登所写，它讨论了一个形式体系，并表明在 ^1S 状态中，pp一力、pn一力和nn一力是相等的，这个特性叫**电荷无关性**。他们用的工具是海森伯的矩阵 $\vec{\tau}$，式(17.11)，他们称它是特征矢量。1937年，维格纳[171]给 $\vec{\tau}$ 取了一个名字"i-

① 更加精确的电荷对称性意味着哈密顿算子在n变量和p变量中是对称的(电磁效应除外)。

sotopic spin”，这决不是一个幸运的选择。① 今天通用的术语是“isospin”(同位旋)。

卡森和康登强调了同位旋和泡利自旋(13.36)式之间的类比。考虑两个1/2的自旋，$\vec{\sigma}^{(1)}/2$ 和 $\vec{\sigma}^{(2)}/2$ 以及它们的大小为0或者1的 $\vec{S}=(\vec{\sigma}^{(1)}+\vec{\sigma}^{(2)})/2$。对于 $S=1$ 有三个状态($S_3=1,0,-1$)；它们在(1)和(2)的一个交换下是对称的。令这些力在三种状态中相等，那么，量子力学告诉我们，这些力具有 $a+b\vec{\sigma}^{(1)}\vec{\sigma}^{(2)}$ 的形式，其中 a 和 b 可以依赖于别的变量。这些力在自旋的转动下是不变的、恒定的。

于是卡森和康顿说，令

$$\vec{T}=\frac{1}{2}(\vec{\tau}^{(1)}+\vec{\tau}^{(2)}) \tag{17.28}$$

是 $\vec{S}$ 的类似物。具有 $T=1$ 的三个对称的态是pp，$(\mathrm{pn}+\mathrm{np})/\sqrt{2}$，和nn。接着，“我们假设在重粒子的集合中，波函数在所有粒子中相对于它们所有五个坐标的交换都必须是反对称的。我们希望证实，这为处理原子核问题提供了一个方便的形式”。

五个坐标是在(17.12,14)式中遇到的 $\vec{x}$、s 和 w。应用到 ^{1}S 态时，在 $(\vec{x},s)$ 中是反对称的；这意味着他们在 w 中是对称的；它们是一个同位旋三重态。实验告诉我们力 W_{12} 在这三个态中是相等的，因此

425

$$W_{12}=a+b\vec{\tau}^{(1)}\vec{\tau}^{(2)} \tag{17.29}$$

所以，**电荷无关性意味着核力在同位旋转动下是不变的**。这些转动形成一个对称群，SU(2)群。就这样，一种只显露在亚原子世界中的新的对称②进入了物理学。几个附加的评论：

(1)一旦建立了(17.29)式，其他二粒子态也能做上标记：^{3}P 有 $T=1$，^{1}P 有 $T=0$，等等。对于更多粒子：$\vec{T}=\sum\vec{\tau}^{(j)}$，其中 $\vec{\tau}^{(j)}$ 是第 j

---

① 在早期文献中偶然也会出现其他人建议的 isobaric spin 这个名称。

② 同位旋对称性是一种连续对称性。人们不能[172]把同位旋物理学与SU(2)的一个分立的子群联系起来。

个粒子的同位旋。一般地，

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk} T_k \tag{17.30}$$

这是(12.14)式中角动量的类似物；如果 i,j,k 是 1,2,3 的偶(奇)置换，$\epsilon_{ijk}=+1(-1)$；否则，$=0$。

(2)同位旋在许多核物理学的分支中有非常重要的应用，这里就不讨论了。[173]

(3)W_{12}**只涉及强相互作用。**电磁(和弱)相互作用不服从SU(2)对称；毕竟，质子是带电的，而中子不带电。①

(4)结果，核中的强力既不依赖于自旋的方向，也不依赖于同位旋的方向，它们服从更强的对称，SU(4)。这个近似对称性对于核能谱的更详细的分级十分重要[174,175]，它在 1937 年由维格纳发现[171]，后又由洪德独立地发现。[174]后边我们将遇到一个 SU(4)的类似物，适用于粒子物理学的能谱；见第 21 章(b)节。②

(5)关于卡森和康登的出发点还有最后一点要讲：它是泡利原理的延伸。正如我们看到的那样，两种粒子遵守的规则，对于一般情况也是成立的，因此一旦接受了同位旋不变性，那么这个延伸就是自然而然的。就 p 和 n 的狄拉克场 ψ_p, ψ_n 的二次量子化而论，每一个都满足(16.14—21)式。人们可以选择 ψ_p 和 ψ_n 进行计算。换个方法，不改变实际内容，人们可以把相因子 η 引进到(15.47)式中[177]，只要使八分量

$$\psi_\alpha = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}, \qquad \alpha = 1, \cdots\cdots 8 \tag{17.31}$$

和它的共轭 $\psi_\alpha^\dagger$ 满足(16.14—21)式就可以了。

① 另一个非同位旋不变效应为 n—p 质量差，它通常被认为是这些非不变力的一种二阶效应。

② 也见参考文献 176。

(g)量子场论遇到了核，介子

1. 这里，费米理论变得相当危急，高能中微子物理学首次短暂地亮相。 在阅读费米β衰变的论文的那几天，海森伯认识到取相互作用(17.20)第二阶(见(15.33)式)，可导致n和p之间产生一种电荷交换力，这源于电子一中微子对的虚交换，其反应链是$n+p\to p+e^-+\bar{\nu}+p\to p+n$和$n+p\to n+e^++\nu+n\to p+n$。1934年1月18日，他把他的结果寄给[178]泡利：对于$r_{12}\neq 0$，(17.15)中的$J(r_{12})$①变成"相当于一个量级为1的因子"

$$J(r_{12})=\frac{g^2}{\hbar c}\cdot\frac{1}{r_{12}^5} \tag{17.32}$$

这通过量纲演算很容易证明。② 奇位势不能用标准的波动力学的方法来处理[179]。海森伯认识到，在$r_{12}\sim 10^{-13}$厘米处截断位势(利用(17.24)式)而按$\sim 10^{10}$的因子产生的np一力实在太小了。为了得到一个$\sim$1MeV的相互作用能，人们需要在$\sim 10^{-15}$厘米处截断位势，这对于核力程来说太小，因而不能采纳。半年之后，塔姆[180]、伊万宁柯[181]和诺德希克[182]在他们的文章中得出了相同的结论。③

这样，核力的量子场论的开端并不很顺利。在回顾了直到1936年初的核物理学情况后，贝特和贝彻写道："这个极为不满意的结果[太微弱的核力]当然是由于支配β发射的常数[g_V]值太小的缘故。但是，β发射和核力之间有联系的想法是那么地有吸引力，以至于人们非常不情愿放弃它。"[184]没有别的选择——至少他们对此一无所知。

1936年发现了电荷无关性后，情况变得更糟。核力的这个特性如何能与费米相互作用协调？费米相互作用按$O(g_V^2)$的量级在np之间产生一个力，但是为什么nn和pp之间没有呢？为了解决这个

---

① (17.15)中的$F(r_{12})$现在写为$J(r_{12})$。——译注

② 利用(17.21)式并忽略对重粒子质量($\to\infty$)和轻粒子质量($\to 0$)的依赖。

③ 海森伯直到1935年才发表有关这方面的文章，当时他指出[183]费米相互作用将使重粒子的自能为无限。

难题做了几种尝试：研究了[185,186,187] $O(g_V^4)$ 费米相互作用引起的类粒子力；研究了附加的[188]费米型的(e^+e^-)和($\nu\bar{\nu}$)力；还研究了假设的无自旋重粒子(n′,p′)的可能的作用。[189]①所有这些都显得造作或是无望，或是两者皆有。

427 1935年，下述与质子的磁矩 μ_p 有关的十分有趣的想法，由威克提了出来[190]。他说，在一段时间 τ 内，质子被分解成 $n+e^++\nu$。因而它的磁矩 μ_p 等于

$$\mu_p=\frac{\mu+\tau\mu'}{1+\tau} \tag{17.33}$$

其中 $\mu=e\hbar/2Mc$，μ' 是游离态的磁矩。这是对质子反常磁矩基本正确的解释——虽然有关的游离态并非威克原先设想的那样。而且正如其他人[185,191]很快指出的，如果他真的在费米的(17.20)式基础上计算了 μ'，他肯定会发现 $\mu'=0$，因为那个相互作用是与自旋无关的。然而，更一般的相互作用(17.26)得出一个非零的结果。[191,192]

所有这些设想很快就消失了，没有留下一点痕迹，但是有关费米相互作用的另一个场论问题——第一次由海森伯在1936年提出——将继续吸引后一代科学家：在高能情形下它将如何表现？

海森伯专门考虑过[193]非弹性过程的截面 σ，在这一过程中一个高能质子在电荷为 Ze 的核库仑场中产生电子、正电子和中微子。通过纯粹的量纲论证(利用(17.24)式)，他发现：

$$p\to n+e^++\nu,\qquad \sigma\sim\left(\frac{Ze^2}{\hbar c}\right)^2\left(\frac{g_V}{\hbar c}\right)^2k^2 \tag{17.34}$$

$$p\to p+j(e^-+e^++\nu+\bar{\nu}),\quad \sigma\sim\left(\frac{Ze^2}{\hbar c}\right)^2\left(\frac{g_V}{\hbar c}\right)^{4j}k^{8j-2} \tag{17.35}$$

其中 σ 中的第一个因子起因于库仑场中的能量一动量转移，k 是产生的粒子的一个典型的波数。海森伯注意到，在能量足够高时——他估计为～1000MeV——较高阶的过程比较低阶的过程更加重要；

① 通过类型为 $n\to n'+\nu,p'+e^-$；$p\to p'+\nu,n'+e^+$ 的虚跃迁，这种想法就会产生电荷无关的力。

在这种能量下微扰论会失效。“用这种方法，费米理论为[宇宙射线]簇射的产生提供了一种定量的解释”，在这种图象里，簇射应该是在一次爆炸过程中产生出许多粒子的事件。

暂时离开原话题谈谈簇射。

到 1936 年实验上已经证明，更普通的一类簇射由光子、电子和正电子所组成。在 1936 年 12 月的同一个星期里，卡尔森和奥本海默[194]以及巴巴和海特勒先后递交了论文，他们在文章中指出这种类型的簇射能解释成一种级联现象。例如，能量为～1000MeV 的穿越铅的光子，在平均距离≲1 厘米之内产生一个 e^+e^- 对。在轫致辐射后，新产生的光子又变成粒子对，等等。这个级联理论——一个在基本相互作用中结合统计考虑的奇妙的问题——满意地澄清了所谓宇宙射线的软成分的性质。 428

卡尔森和奥本海默熟悉海森伯的新思想，他们评论道：“我们相信[大量的各种各样想法]建立在一种滥用电子中微子场的形式体系上。”[194]当海森伯听到级联理论时他立刻承认[196]它的作者有道理，但是同时也认为少见的簇射现象可能为他的爆炸设想留有一些余地，而且这个思想吸引了他好几年。[197]我清楚地记得在战后初期的会议上讨论了这个问题：“多数形式对多重产生”。

在我看来，海森伯在费米理论方面的体验在他身上产生一个深刻而持久的冲击，它改变了他的思考过程。他发现截面随能量快速增长，由此他推测在短距离处物理学必须要修改。在他 1936 年的论文中，我们已经发现提到“引入一个普适长度，[它]也许必定同理论形式中的一个新的原理相联系，就好像常数 c 的引入导致对相对论之前的物理学的一种修正一样”。请注意，1936 年是海森伯从事量子电动力学的最后一年。1938 年他写了一篇漂亮的论文，[198]献给普朗克的 80 岁生日，在文中他把需要一个普适长度与早先需要普朗克常数作了比较。从海森伯与泡利的信件中人们看到，在那些年里他一直在借助一种格点理论的方法，以引进他的长度[正像他已经在 1932 年所尝试的那样，见(d)节]，因为格点理论将消除连续统场论

的无限大。还能看到，海森伯在以费米型耦合为中心的理论上的最后努力，可以追溯到1936年。在那一年给泡利[199]的信中，他提到方程$\Box\psi=\lambda\psi\psi^{*}\psi$（出现在费米理论中的一道波动方程的一种简化形式），并评论道："基本粒子的问题是一个数学问题，这只是一个如何构建不需任何基本常数的、非线性相对论不变的量子化波动方程的问题。"（他大概是说粒子质量应该能从一个常数λ推导出来。）

最后两点评论。

菲尔茨（1936年2月）[200]在一篇论文中第一次计算了中微子的散射（就我所知）。在高能量情况，对于

$$\bar{\nu}+p\rightarrow n+e^{+} \tag{17.36}$$

的微分截面$d\sigma$被查明是（p_{ν}中微子的质心系动量）

$$d\sigma=\frac{g_{\nu}^{2}}{\pi^{2}}p_{\nu}^{2}d\Omega \tag{17.37}$$

429 菲尔茨注意到这一结果但没有作进一步的评论。1937年朝永振一郎（Sinitiro Tomonaga）和玉木英彦（Hidehiko Tamaki）在海森伯工作的激励下，为$\nu+n\rightarrow p+e^{-}$和$\rightarrow n+e^{+}+e^{-}+\nu$作了相似的计算，并指出[201]"存在……一个能量的极限，超过这一极限……微扰理论就不再生效"。后边我将回到这个非常重要的问题上。

费米相互作用至今都一直有用，只是在高能量和（W玻色子质量的数量级）动量转移情况下不严格有效；海森伯在费米理论的高能行为中发现了一个普适长度，现在人们知道那其实是个谬误；见第21章（e）节第一部分。

2. 提出了一种介子。汤川秀树。 1948～1949年，汤川秀树是在普林斯顿[202]的高级研究所度过的，以后4年他在哥伦比亚大学作访问教授的时候，也总是从纽约到普林斯顿来访问。在这几年间，他和我常常讨论量子场论。对我来讲，这些谈话是激动人心和令人愉快的。而他在研讨班的讲课则又是另外一回事。在他的自传[203]中，汤川秀树选录了他的一个学生对他讲课风格的描述："他的声音就像催

眠曲那样柔和，讲起话来没什么重点——这种讲课方式如果用来催眠倒很理想"；另一个学生则说他常常把背转向听众而面对黑板讲话，好像别人不存在似的。这些描写与我自己的体会在细节上都很符合。我认为汤川的这种举止更多地归因于自我克制而不是羞涩。他自己也承认："我是一个孤寂的人，一个固执的人。"[203]我的印象正是如此。

汤川秀树的书中还有其他一些很有趣味的话题，即他对其他日本物理学家的评论。这些人在他成长的年代里给他的印象特别强烈：长岗半太郎，"[20 世纪]日本最重要的科学家"，仁科芳雄，"慈父般的角色"，朝永振一郎，高中和大学（均在京都）的同学，"比我所知道的其他任何朋友都更聪明"。

长岗半太郎[204]，1893～1896 年在德国的大学里研究物理学。他回到日本后立即被聘为京都大学教授。就是在那儿，他从事有关原子的土星模型的研究（以前提到过①）。他肯定选派过几位学生到欧洲去，其中有成为研究相对论专家的石原纯（Jun Ishiwara），还有仁科芳雄，他从 1923 年 4 月到 1928 年 10 月在尼尔斯·玻尔的研究所里。在 20 世纪 20 年代，一共有 8 位年青的日本物理学家在那里学习[205]过。长岗也必定参与安排了狄拉克、爱因斯坦、海森伯、拉博特和索末非对日本的访问（都在 20 年代）。在 1931 年大阪帝国大学成立后，他成了该校的第一任校长，后来汤川也在这儿得到了聘任，先是当讲师（1933 年），后来当副教授（1936 年）。

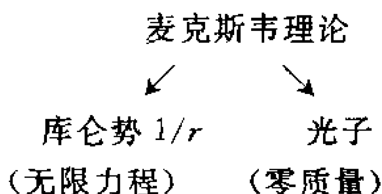
仁科芳雄，日本实验原子核和宇宙射线研究的奠基者，是第二代的重要人物。他跟随克莱因从事的理论研究，以及在东京物理学和化学研究所监造几座加速器的工作都将被人们牢记不忘。在一次即使从军事标准来看也很愚蠢的行动中，一座 150 厘米的回旋加速器——是这些加速器中最先进的一座——在战后被美国占领军破坏。塞伯尔告诉我，这使劳伦斯大光其火。 430

① 第 9 章(c)节第 5 部分。

对于现在的主题，1933 年 43 岁的仁科和 26 岁的汤川秀树之间有一次讨论特别有趣。汤川在 1932 年开始他的学术生涯，那是中子和海森伯的核力理论的时代，汤川立刻意识到它们的重要性。[①] “我决定将这一理论往前推进一步……为了对付这个难题，我必须准备承受长期的苦难……这种新的核力是一种初始的力吗？……它似乎是与引力和电磁力无关的第三种初始力……也许核力能够找到一种场表达方式……如果人们把这种力场想像为一种在质子和中子之间的‘接球’游戏，那么问题的症结就可能是‘球’或粒子的本质究竟是什么。”这也曾是海森伯的思路，海森伯在发展他的分子类比时((d)节)也把电子当作“球”。汤川秀树起先追求同样的想法，据此他在 1933 年 4 月的一次物理学会议上作了报告(从未发表)，论文题目是《原子核中的电子》。正是在此次报告以后，仁科芳雄和汤川秀树作了一次讨论，讨论中“仁科提议我用别的统计，也就是玻色一爱因斯坦统计来考虑电子”。

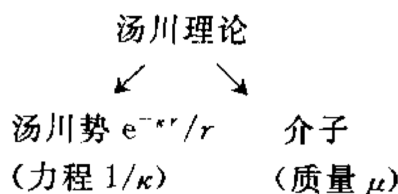
汤川回忆道，起先这想法对于他似乎过于激进；后来他对费米的论文以及核力的电子一中微子理论，包括它所有的麻烦都非常熟悉了。“我被否定的结果所鼓舞，它打开了我的眼界，因此我想：别在已知的粒子中寻找属于核力的粒子……如果我把注意力集中在核力场的特征上，那么我所寻找的粒子的特征就会显露出来。”随后，他继续保持这种勇敢创新的思想，并因此而获得了声誉：“关键性时刻是在 10 月[1934 年]。核力在极其小的距离中有效。我的新认识是，这个距离和这个新粒子的质量彼此成反比关系。”

用现在的术语，汤川看到电磁联系



① 这一段和下一段的全部引言都来自汤川秀树的书。[203]

有类似的对应



其中

$$\frac{1}{\kappa}=\frac{\hbar}{\mu c} \tag{17.38}$$

这一关系将在核和宇宙射线现象之间建立一个联系。现在流行的名称“介子”(meson)似乎已在 1939 年进入文献[206](汤川秀树使用的是“重粒子”这个名词)。那一年向芝加哥宇宙射线专题研讨会呈送的手稿中包含了不少于 6 种名称(包括“汤川子”);编辑决定[207]采用“介子”(mesotron)。

关于他在 1934 年 11 月完成的关于介子的第一篇论文[208],三年以后汤川写道:“数学的形式在许多方面是初步的和不完全的。”[209]他的处理事实上还不是一个系统的处理。他用一个一分量的复场 $U(\vec{x},t)$ 来描述介子,然而这个场不是以前泡利和韦斯科夫讨论的标量场。① 而且,他的 U 被假定是一个矢量场的第四个分量,类似电磁标势。这样,他最初的尝试是一个没有矢势的矢量介子理论(要抛弃矢量场,他必定按照前面(e)节中描述的费米的策略进行处理)。汤川清楚地认识到,U 应该按玻色统计的规则来量子化,于是他用半经典的办法来处理核力问题。他从波动方程出发:

$$(\Box-\kappa^2)U=g\rho$$

$$\rho=\psi^* \tau_- \psi, \qquad \psi=\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \tag{17.39}$$

g 是具有电荷量纲的常数。在静态极限(当 ρ 不依赖于 t)时

$$U(\vec{x})=-\frac{g}{4\pi}\int \rho(\vec{x}')\frac{e^{-\kappa|\vec{x}-\vec{x}'|}}{|\vec{x}-\vec{x}'|}d\vec{x}' \tag{17.40}$$

① 第 16 章(d)节第 7 部分。

通过电磁类比，他最终得到一个由(17.15,16)式提供的海森伯类型的静态 pn－力[①]

$$J(r_{12}) = g^2 \frac{e^{-\kappa r_{12}}}{r_{12}} \tag{17.41}$$

432 借助粗略知道为 $1/\kappa = 2\times10^{-13}$ 厘米的核力力程，他发现 U 粒子的质量的数值为 $\sim 200m_e$，g 大约为 e 的几倍。他没有提到类粒子力——但是请记住那是 1934 年，还不知道电荷无关性。

汤川的论文是一种初步的临时凑合的东西，但它还是包含三个重要的、经得起时间考验的论点：强核力与弱 β 衰变力的分离；介子质量的第一次合理估计；以及注意到“大质量量子可能与宇宙射线产生的簇射有一定联系”。

就 β 衰变而论，这篇论文也包含了一个有独创性的新建议：U 场将不只是紧密地与(p,n)耦合，也将微弱地与(e,ν)耦合。于是他建议，中子 β 衰变也可以经过虚过程链来进行：

$$n \rightarrow p + U^- ; \qquad U^- \rightarrow e^- + \bar{\nu} \tag{17.42}$$

我们现在知道，β 衰变的确经历一个玻色粒子的虚过程，但它不是汤川的介子。

1934 年 11 月之后，汤川和其他任何人都没有写有关介子的东西，直到 1937 年 6 月当一个实验发现似乎与汤川的理论很有关联时，才激起了相当多的理论活动。

3. 介子的发现。到 30 年代中期，就吸收性来说，人们知道宇宙射线由“软的”和“硬的”两种成分组成，“软的”由人们十分清楚的电子一正电子组成，“硬的”穿透力极强，它的吸收特性使人们感到困惑。尼德迈耶(S. H. Neddermeyer)和安德逊接下了这个难题。他们利用曾用来发现正电子的磁体云室，并在云室中插入一根铂棒来研究吸收作用。他们在电动力学基础上分析了他们的数据，并发现

① 汤川错误地相信可以用 $-g^2$ 代替 g^2。

硬的成分不可能是质子，因为那将与观察到的电子的中间产物的能谱不符。它们也不可能是电子，因为那不适合于所观察到的轫致辐射。另一方面，再一次从标准的量子电动力学来考察，如果硬的成分确由质量在 p 和 e 之间的、带有单位电荷的粒子所组成，那他们的结果就能够得到很合理的解释。1936 年 11 月，他们在一篇短文中报导了这个效应。[210]详细的论文在 1937 年 3 月完成[211]，它的结论是：要么标准理论失败了，这个观点在当时有许多著名的支持者；要么存在带有单位电荷的粒子，它的质量比一个正常的自由电子的质量大，而比质子的质量小得多(可能不只有唯一的一个值)。

不久以后在哈佛的斯特瑞特(J. C. Street)和斯蒂文森[212](E. C. Stevenson)以及在东京的仁科小组[213]都独立地得到了相同的结论。这些论文都还未曾包含对新粒子的质量的估计。直到 1939 年中期，才有一篇评论[214]提出，其质量在 $100m_e$ 和 $400m_e$ 之间，最有可能的是大约 $200m_e$。 433

安德逊在回忆他的这个发现时[215]强调，它不像正电子那样来得出其不意。这些吸收数据曾在一段时间内让人觉得奇怪。主要的障碍是不相信量子电动力学。

于是在那时，有了一个理论上的介子和一个实验中的介子。

4. 再论战前的介子理论。第一次在对称性基础上预言了一个粒子。1937 年 6 月，奥本海默和塞伯尔给《物理评论》的编缉寄去一封信[216]，建议最近发现的"重电子"(尼德迈耶和安德逊曾这样称呼他们的新粒子)可能事实上就是汤川的介子。① 这似乎是在西方出版物中第一次提及汤川理论。五天以后，斯图克尔伯[217](E. Stückelberg von Breidenbach zu Breidenstein und Melsbach)从日内瓦给《物理评论》寄来一封类似的信。7 月份，汤川本人也指出[209]同样的联系。

正如以后将要看到的，十年之后人们才发现宇宙射线粒子实际

① 塞伯尔告诉我奥本海默知道汤川秀树的论文，因为汤川曾寄给他一份复印本。

上不是汤川介子。由于这个新的简单性的陷阱，在 30 年代末根据介子得到的定量理论不再具有多少价值。然而，这仍然是一个伟大的进步时期。澄清了电荷无关性如何被融合到介子理论中。发现了新类型的场方程，这些方程既适用于荷电介子也适用于中性介子。我只记下这些新的方程，其他请参考温策尔的书，它至今仍然是一本极好的读物，[218]因为它省略了很多细节。

(a)1936 年，在罗马尼亚出生的法国物理学家普鲁卡(A. Proca)提出[219]一种新类型的场方程，它对介子理论的进一步发展具有极其重要的意义。普鲁卡方程是

$$F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu$$

$$\partial_\mu F_{\mu\nu}-\kappa^2 A_\nu=0 \tag{17.43}$$

这些方程看起来非常像麦克斯韦方程，但在以下几方面不同。A_μ 是复的。极化不再只是横向的；有一些纵向的模式。量子化导致粒子带有电荷 $\pm e$(非常像泡利－韦斯科夫方程式(16.47,48))，质量为 $\hbar\kappa/c$，自旋为 1。量子化对于非零质量情况要比光子情况更简单。①

(b)1937 年 6 月，奥本海默和塞伯尔在信中[216]批评了汤川秀树论文的许多细节，例如没有提到饱和性(海森伯力!)和电荷无关性。

434 (c)1937 年 9 月，汤川秀树和坂田昌一[220]放弃了对 U 场的最初的解释，并且按照泡利－韦斯科夫的方法对量子化的荷电标量介子进行一种系统的处理。场方程是：②

$$\phi_\mu=\partial_\mu\phi+v_\mu$$

$$\partial_\mu\phi_\mu-\kappa^2\phi=s \tag{17.44}$$

$$v_\mu=ig\bar{\psi}\tau_-\gamma_\mu\psi,\qquad s=f\bar{\psi}\tau_-\psi \tag{17.45}$$

对于由介子的虚发射和虚吸收所产生的 f^2 阶的 pn－力(利用(15.33)式)，用(17.15,16,41)式给出，$g^2\to-f^2$。人们注意到类粒子力

① 见第 15 章附录，注解 7。

② 我系统地省略了电磁效应；汤川秀树和坂田昌一只用了 f 项；对于 ψ 见(17.31)式。注意！在(17.45)式中，f 和 g 不能同时为非零，因为那将违反时间一反演不变性。

似乎是$O(f^4)$的量级。他们试图通过变换f和κ的值得到电荷无关性。他们不能肯定这样做是否行得通："我们不清楚是不是我们也必须引入中性重量子。"

(d)1937年12月，凯默[221]和塞伯尔[222]各自独立地提到，标量理论得出了氘核的^3S态和^1S态的错误的相对位置。他们以及巴巴[223]都引入带电的矢量介子。巴巴进一步指出汤川的β放射性的机制暗示一个自由的介子U^+将自发地衰变，

$$U^+ \rightarrow e^+ + \nu \tag{17.46}$$

(说来奇怪，在汤川的第一篇论文中没有谈到这一点)。

矢量介子场方程是有源的普鲁卡方程：

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu = t_{\mu\nu}$$
$$\partial_\mu F_{\mu\nu} - \kappa^2 A_\nu = j_\nu \tag{17.47}$$

$$t_{\mu\nu} = ig\,\bar{\psi}\tau_-\sigma_{\mu\nu}\psi, \qquad j_\mu = if\,\bar{\psi}\tau_-\gamma_\mu\psi, \tag{17.48}$$

(e)1938年2月，凯默引入[224]两个新类型的介子：赝标量介子，它满足(17.44)式，只是

$$v_\mu = if\,\bar{\psi}\tau_-\gamma_\mu\gamma_5\psi, \qquad s = ig\,\bar{\psi}\tau_-\gamma_5\psi, \tag{17.49}$$

和赝矢量介子，它满足(17.47)式，只是①

$$t_{\mu\nu} = if\,\bar{\psi}\tau_-\gamma_5\sigma_{\mu\nu}\psi, \qquad j_\mu = ig\,\bar{\psi}\tau_-\gamma_\mu\gamma_5\psi, \tag{17.50}$$

(f)1938年4月，凯默提出[225]一个中性介子以挽救电荷无关性。因为他的论点对于刚才遇到的所有介子的任何耦合都适用，所以仅仅利用(17.44)式与s耦合就足以说明这一点。这里遵守通常的惯例，我用$g\sqrt{2}$代替g。这样，s耦合相应于相互作用(用(17.13)式) 435

$$H_{int} = g\sqrt{2}\,\bar{\psi}(\tau_-\phi + \tau_+\phi^*)\psi = g\,\bar{\psi}(\tau_1\phi_1 + \tau_2\phi_2)\psi, \tag{17.51}$$

其中

① 注意！在(17.50)式中，f和g不能同时为非零，因为那将违反时间一反演不变性。

$$\phi_1=\frac{\phi^*+\phi}{\sqrt{2}},\qquad \phi_2=\frac{i(\phi^*-\phi)}{\sqrt{2}},\tag{17.52}$$

凯默把这个表达式扩充为

$$H_{int}=g\,\bar{\psi}(\tau_1\phi_1+\tau_2\phi_2+\tau_3\phi_3)\psi=g\,\bar{\psi}\vec{\tau}\psi\vec{\phi}\tag{17.53}$$

新的场 ϕ_3 和(17.44)式一样将有同样的 κ，因此它的量子与带电标量介子有相同的质量，只是电荷为零，因为 $\bar{\psi}\tau_3\psi=\bar{p}p-\bar{n}n$。对其他的 f 相互作用和 g 相互作用也类似计算到两个重粒子之间耦合的第二阶。其结果具有 $b\vec{\tau}^{(1)}\vec{\tau}^{(2)}$ 的形式，它是电荷无关的，见(17.28)式。凯默接着给出了一个决定性的意见："我们现在能够进一步推断在微扰论的任意较高阶的近似中，重粒子相互作用几乎都像这样简单；事实上就是[$a+b\vec{\tau}^{(1)}\vec{\tau}^{(2)}$，(17.28)式]。"

因此，在微扰理论中对任何阶都存在电荷无关性。

为什么呢？因为 ψ 是一个同位旋旋量($T=1/2$)；$\bar{\psi}\vec{\tau}\psi$ 是一个同位旋矢量($T=1$)(再次想起与通常自旋的熟悉的类比)。这样我们能够把(17.53)式解释为这个同位旋矢量与另一个同位旋矢量 $\vec{\phi}$ 的耦合。也就是，**我们把介子看作是一个质量简并①的同位三重态 $T=1$。**这个耦合在同位旋转动下不变，因此对于它的所有结果也必定同样如此——这就是核力电荷无关性的来源。最后所得到的理论就是人所共知的"对称的介子理论"。② 到那时为止，还没有一个中性介子的证据，但是正如坂田昌一和谷川安孝(Yasutaka Tanikawa)所指出的(1940 年)，[227] 它能够容易地逃脱检测，因为它的寿命只有～10^{-16} 秒，瞬隙间就变为两个光子——结果确实如此。

这些是 30 年代介子理论中的正式进展。接下来还有更进一步的详细论述，例如由以下人员从事的带电矢量理论：汤川秀树、坂田

---

① 当然，直到很小的电磁修正。

② 另一种是，"中性介子理论"，它以单个(同位单重态)中性介子运作，不久后即将讨论。[226]

昌一、武谷三男(Mituo Taketani)、小林诚[228](Minoru Kobayasi),以及弗罗利希(H. Fröhlich)、海特勒和凯默。[229]①在下一章中将展示那一时期的其他几个理论和实验的结果,我们将看到如何在汤川介子和第一个宇宙射线介子之间建立实际联系;如何在前面所遇到的四种介子中作出选择;以及在介子场理论中无限大的论战如何突然地爆发。但是当这些问题的澄清已有了很大进展之时,介子理论仍然晦涩难懂。1951 年费米[230]在他的西利曼讲座中作的一个评论,可以当作介子物理学第一个阶段的结论和未来的序曲:“我们都习惯于假设[介子是赝标量],因为人们发现它减少了核力与实验值之间的不符。我们将跟随这个新潮流。”直到 20 世纪 70 年代才弄清楚,对强相互作用起作用的力不是汤川所引进的力;见第 21 章。 436

正是汤川秀树的伟大的不朽的贡献改变了我们关于力的思考。直到今天,他的由力和虚粒子交换推出强相互作用和进一步的思考,以及他的量子电动力学的类比,仍然是我们思考所有基本力的指导思想。

(h)卢瑟福之死

1933 年 9 月 11 日,卢瑟福在莱切斯特的不列颠协会会议上作了一次演讲,指出:“由原子分裂而产生能量是一种可怜的想法。任何人期望从这些原子的转化中得到能源,都是在异想天开。”当劳伦斯被要求谈一下他对这个说法的看法时,他评论道:“就我个人来讲,它到底能否实现我也不清楚,但我们打算继续试下去。”[231]

1933 年 10 月,卢瑟福和查德威克在布鲁塞尔的索尔维会议上遇见了劳伦斯。他们两人都非常喜欢他。他们的讨论肯定谈到了 α 粒子不再是唯一的实验工具,尽管它曾帮助卢瑟福发现原子核和人

① 这两个小组都计算了质子磁矩,但都没有考虑虚质子—反质子对和虚中子—反中子对的重要作用。

工衰变，帮助查德威克发现了中子。“但这并未说服卢瑟福在卡文迪什建造回旋加速器；相反，查德威克则坚定地相信回旋加速器是进一步研究核物理学的一个主要工具。”[232]这个分歧促使查德威克于1935年离开卡文迪什去了利物浦，他在那儿建造了一个回旋加速器；在以后将近40年时间里，他只发表了一篇研究论文。1936年，埃利斯离开卡文迪什去了伦敦的国王学院。至于卢瑟福本人，“到后期……他的时间逐渐被社会职务所占用，但他还是保持对实验室的绝对统治。在那庞大而凌乱的建筑群中，他的个性无处不在。”[233]

在后来的岁月里，卢瑟福因在肚脐上长了一个不大的疝而颇为痛苦，为此他配带了一条疝气带。[234]1937年10月中旬，他抱怨消化不良。经检查后他被送入医院治疗。“在[去医院]的路上，他告诉他的妻子他的事务和财务都井然有序。[她]告诉他不用担心，因为他的病情不算严重。对此他的回答是：生活是不确定的。”[235]15日卢瑟福因为绞窄性疝接受了手术。痊愈的希望不大。10月19日晚上，卢瑟福平静地去世了。享年66岁。

437

消息传到博洛尼亚，玻尔正在那儿出席伽伐尼会议。10月20日，玻尔作了有关卢瑟福的一个简短的演说，[236]一位目击者称这是他生活中最动人的经历之一。

10月21日卢瑟福的遗体被火化。25日，他的骨灰被埋葬在威斯敏斯特大教堂。出席葬礼的有他的遗孀，他的女婿（他的女儿在他之前已去世），他的孙子彼德和孙女伊丽莎白，国王的一位代表，英国内阁的几位成员，新西兰高级专员，科学界（包括狄拉克）和工业界的头面人物；另外还有德国犹太人难民专业委员会的代表。[237]

J.J.汤姆逊没有出席葬礼。这位三一学院的80岁的院长那天在剑桥，在三一学院教堂纪念礼拜上缅忆纳尔逊的恩斯特·卢瑟福男爵。他选读圣经《旧约·传道书》里的经文，开头是：“我要注视神的作为，宣示我所看到的一切。”

那是一个充满深情的纪念时刻。

有几位在新西兰认识卢瑟福的人描写了青年时代的卢瑟福。[238]

他们描写了他当时已经显露出来的异乎寻常的专心，写他在纳尔逊学院的高中岁月时赢得英国文学奖金和一项法国奖学金；写他对音乐的喜爱；写他成为学院的图书馆管理员以后用一扇小门来维持秩序；写他给他的妹妹们上课时，如何把她们的辫子系在一起以便让她们集中注意力，使她们保持安静。还写了他在克赖斯特彻奇①男子高级中学当代课教师的工作。"作为一名男教师他完全没有前途……在他上课时班上总是乱成一团。这群乱糟糟的男生像猴一样狡猾、灵巧，而他总是十分和蔼的，根本没有兴趣去维持小孩子的秩序。他有时候会突然生起气来，接着是一种绝望的宁静。而这种宁静会使得所有的学生高兴得大声呼叫起来。"还有他在坎特伯雷学院的日子。他在那儿的橄榄球队效力。

安德雷德描写了[239]他在曼彻斯特的日子："当事情进展得顺当时，当新的发现以每星期一个的速率来到时，人们可以听到熟悉的曲调'前进，基督教的战士们！'伴随着教授在走廊上的脚步声；当事情进展得不太顺当时，他就会唱另一种同样神圣的曲调。" 438

查德威克写下了[240]在卡文迪什的日子："卢瑟福不是聪明，而是伟大。他对待他的学生，即使是最年少的，也如同地位同等的工作伙伴一样。"

他主要的传记作者伊夫写道："他永远是男孩子、男人和天才的可爱的混合物。"[241]

一位不愿透露姓名的《泰晤士报》[242]记者说："只要说到对科学的献身就总会遭到他的挖苦，他老爱嘲笑说'这些伙计把自己看得那么了不起。'"

1938 年发现核裂变。

1939 年第二次世界大战爆发。

---

① 克赖斯特彻奇(Christchurch)，旧译基督城，新西兰南岛东海岸中部一个城市。——译注

物理学和人类的新时代降临了。

Sources

Personal reminiscences. Chadwick on the neutron.[2] Rossi[45] and Skobeltzyn[243] on cosmic rays. Livingston[67,78] and McMillan[58,79] on accelerators. On nuclear physics: a series of contributions to Stuewer's book.[29] Serber on Berkeley in the thirties.[244] Yukawa on mesons.[203] Anderson on the first cosmic ray meson.[245] Kemmer on isospin.[246]

Books. The Joliot-Curies[247] on the neutron in 1932. Miehlnickel[248] on the early phases of cosmic rays. Rossi[249] on cosmic rays. Livingston and Blewett[72] on accelerators. Brink[104] on nuclear physics. Segré's scientific biography of Fermi.[33] Wentzel on meson theory in the thirties.[218]

Articles. Feather[8] and Bromberg[250] on the neutron. Proceedings[207] of the 1939 Chicago symposium on cosmic rays. Heilbron *et al.* on the Lawrence years at Berkeley.[65] Konopinski[251] on the status of β-radioactivity in 1943. L. Brown[252] and Mukherji[253] on mesons. Rasche[254] on isospin.

References

1. J. Chadwick, letter to E. Rutherford, September 1924, quoted in A. S. Eve, *Rutherford*, p. 300, Cambridge Univ. Press 1939.
2. J. Chadwick, in *Proc. 10th Int. Congress on the History of Science, Ithaca, New York*, p. 135, Hermann, Paris 1964.
3. E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc.* A **97**, 374, 1920.
4. J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc.* A **142**, 1, 1933.
5. J. L. Glasson, *Phil. Mag.* **42**, 496, 1921.
6. E. Rutherford and J. Chadwick, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **25**, 186, 1929.

439 7. E. Rutherford, J. Chadwick, and C. D. Ellis, *Radiations from radioactive substances*, p. 523, Cambridge Univ. Press 1930.

8. N. Feather, *Contemp. Phys.* 1, 191, 257, 1960.

9. R. H. Stuewer, in *Otto Hahn and the rise of nuclear physics*, p. 19, footnote 150, Reidel, Boston 1983.

10. J. Stark, *Atomstruktur und Atombindung*, p. 131, Seydel, Berlin 1928.

11. J. K. Roberts, *Proc. Roy. Soc. A* 102, 72, 1922.

12. W. Bothe and H. Becker, *Naturw.* 18, 705, 1930.

13. F. Rasetti, *Naturw.* 20, 252, 1932; H. Becker and W. Bothe, ibid. 20, 349, 1932.

14. W. Bothe, *Phys. Zeitschr.* 32, 661, 1931.

15. H. C. Webster, *Proc. Roy. Soc. A* 136, 428, 1932.

16. I. Cuire and F. Joliot, *Comptes Rendus* 194, 273, 1932.

17. I. Cuire and F. Joliot, *Comptes Rendus* 194, 708, 1932.

18. J. Chadwick, *Nature* 129, 312, 1932.

19. J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc. A* 136, 735, 1932.

20. Chapter 14, Section(d).

21. M. Goldsmith, *Frédéric Joliot-Curie*, Lawrence and Wishart, London 1976.

22. Ref. 1, p. 360.

23. I. Curie and F. Joliot, *J. de Physique* 4, 494, 1933.

24. I. Curie and F. Joliot, *Proc. Seventh Solvay Conference, October 1933*, p. 154, Gauthier-Villars, Paris 1934.

25. I. Curie and F. Joliot, *Comptes Rendus* 198, 254, 1934; also *Nature 133*, 201, 1934.

26. I. Curie and F. Joliot, *Comptes Rendus* 198, 559, 1934.

27. E. Fermi, *Ric. Scient.* 5, 283, 1934; repr. in *E. Fermi, collected papers*, Vol. 1, p. 645; Engl. transl., ibid., p. 674.

28. G. Holton, *Minerva* 12, 159, 1974.

29. E. Segré, in *Nuclear physics in retrospect*, Ed. R. H. Stuewer, p. 35, Univ. Minnesota Press, Minneapolis 1979.

30. E. Rutherford, letter to E. Fermi, 23 April 1934, repr. in Ref. 27, Vol. 1, p. 641.

31. H. A. Bethe, in Ref. 29, p. 9.

32. See esp. N. Bohr, *Nature* **138**, 25, 1936.

33. E. Segré, *Enrico Fermi*, p. 72, Univ. of Chicago Press 1970.

34. H. Urey, F. G. Brickwedde, and G. M. Murphy, *Phys. Rev.* **39**, 164, 864, 1932.

35. T. E. Allibone, *Proc. Roy. Soc. A* **282**, 447, 1964.

36. V. F. Hess, *Phys. Zeitschr.* **12**, 998, 1911.

37. V. F. Hess, *Phys. Zeitschr.* **13**, 1084, 1912; **14**, 610, 1913.

38. R. A. Millikan, *Proc. Nat. Ac. Sci.* **12**, 48, 1926.

39. R. A. Millikan and I. S. Bowen, *Phys. Rev.* **27**, 353, 1926.

40. R. H. Kargon, *The rise of Robert Millikan*, Cornell Univ. Press, Ithaca 1982.

41. D. Skobeltzyn, *Zeitschr. f. Phys.* **43**, 354, 1927; esp. Fig. 12 and p. 372.

42. D. Skobeltzyn, *Zeitschr. f. Phys.* **54**, 686, 1929.

43. *The birth of particle physics*, Eds. L. M. Brown and L. Hoddeson, p. 111, Cambridge Univ. Press 1983.

44. W. Bothe and W. Kolhörster, *Zeitschr. f. Phys.* **56**, 751, 1929.

45. B. Rossi, *International colloquium on history of particle physics*, Paris, July 1982. *J. de Physique*, **43**, Suppl. to No. 12, 1982, p. 69.

46. D. J. X. Montgomery, *Cosmic ray physics*, Princeton Univ. Press 1949.

47. P. M. S. Blackett and G. P. S. Occhialini, *Proc. Roy. Soc. A* **139**, 699, 1933.

440 48. B. Rossi, *Zeitschr. f. Phys.* **82**, 151. 1933, esp. p. 158; also C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **41**, 405, 1932; T. H. Johnson, *Phys. Rev.* **41**, 545, 1932.

49. E. G. Steinke, *Erg. Ex. Naturw.* **13**, 89, 1934.

50. J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton, *Proc. Roy. Soc A* 137, 229, 1932.

51. Ref. 1, p. 337.

52. A. Brasch and F. Lange, *Naturw.* **18**, 16, 1930.

53. M. A. Tuve, *J. Franklin Institute* **216**, 1, 1933.

54. Ref. 29, p. 135.

55. G. Breit and M. A. Tuve, *Nature* **121**, 535, 1928.

56. A. Brasch and F. Lange, Ref. 52, and *Zeitschr. f. Phys.* **70**, 10, 1931.

57. C. C. Lauritsen and R. D. Bennett, *Phys. Rev.* **32**, 850, 1928.

58. E. M. McMillan, in Ref. 29, p. 113.

59. R. Van de Graaff, *Phys. Rev.* **38**, 1919, 1931.

60. J. D. Cockcroft, *Nobel lectures in physics 1942—62*, p. 167, Elsevier, New York 1967.

61. E. Rutherford, *Nature* **120**, 809, 1927; *Proc. Roy. Soc. A* **117**, 300, 1928.

62. M. Oliphant and Lord Penney, *Biogr. Mem. Fell. Roy. Soc.* **14**, 139, 1968.

63. Ref. 1, p. 360.

64. E. O. Lawrence, M. S. Livingston, and M. G. White, *Phys. Rev.* **42**, 15, 1932.

65. J. L. Heilbron, R. W. Seidel, and B. R. Wheaton, *Lawrence Berkeley Laboratory News Magazine*, **6**, No. 3, 1981.

66. G. A. Ising, *Ark. f. Mat. Astr. och Fys.* **18**, No. 30, 1924.

67. M. S. Livingston, *Adv. in Electronics and Electron Phys.* **50**, 1, 1980.

68. R. Wideröe, *Arch f. Elektrotechn.* 21, 387, 1928.

69. E. O. Lawrence, Ref. 60, p. 430.

70. D. H. Sloan and E. O. Lawrence, *Phys. Rev.* **38**, 2021, 1931.

71. T. H. Johnson, letter to E. M. McMillan, 9 April 1977, repr. in Ref. 58.

72. M. S. Livingston and J. P. Blewett, *Particle accelerators*, McGraw-Hill, New York 1962.

73. Ref. 69, Fig. 2.

74. E. O. Lawrence and N. E. Edlefsen, *Science* **72**, 376, 1930.

75. E. O. Lawrence and M. S. Livingston, *Phys. Rev.* **37**, 1707, 1931.

76. E. O. Lawrence and M. S. Livingston, *Phys. Rev.* **38**, 834, 1931.

77. E. O. Lawrence and M. S. Livingston, *Phys. Rev.* **40**, 19, 1932.

78. M. S. Livingston, *Physics Today*, October 1959, p. 18.

79. E. M. McMillan, *Physics Today*, October 1959, p. 24.

80. C. Weiner, *Physics Today*, May 1972, p. 40.

81. D. Iwanenko, *Nature* **129**, 798, 1932.

82. F. Perrin, *Comptes Rendus*, **194**, 1343, 1932; also ibid. **194**, 2211; **195**,

236.

83. P. Auger, *Comptes Rendus*, **194**, 1346, 1932.

84. P. A. M. Dirac, Ref. 24, p. 328.

85. J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc. A* **136**, 692, 1932.

86. J. F. Carlson and J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **41**, 763, 1932; also ibid. **39**, 864, 1932.

87. J. F. Carlson and J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **38**, 1787, 1931.

88. R. F. Bacher and E. U. Condon, *Phys. Rev.* **41**, 683, 1932.

89. G. N. Lewis and M. F. Ashley, *Phys. Rev.* **43**, 837, 1933.

90. G. M. Murphy and H. Johnston, *Phys. Rev.* **45**, 550, 761, 1934.

91. J. Schwinger, *Phys. Rev.* **52**, 1250, 1937.

92. D. Ivanenko, *Comptes Rendus*, **195**, 439, 1932.

441 93. J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc. A* **142**, 1, 1933.

94. E. Ruth and A. E. Kempton, *Proc. Roy. Soc. A* **143**, 724, 1934.

95. J. Chadwick and M. Goldhaber, *Nature* **134**, 237, 1934; also M. Goldhaber, in Ref. 29, p. 83.

96. F. Bloch, letter to N. Bohr, 30 December 1932, copy in Niels Bohr Library, Am. Inst. Phys., New York.

97. R. Frisch and O. Stern, *Zeitschr. f. Phys.* **85**, 4, 1933; also R. Frisch, in Ref. 29, p. 65.

98. O. Stern, *Helv. Phys. Acta* **6**, 426, 1933.

99. N. Bohr, Ref. 24, p. 227.

100. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, 17 April 1934, repr. in *W. Pauli, scientific correspondence*, Eds. A. Hermann and K. v. Meyenn, quoted as *PC* below, Vol. 2, p. 316, Springer, New York, 1985.

101. R. Bacher, *Phys. Rev.* **43**, 1001, 1931.

102. L. Alvarez and F. Bloch, *Phys. Rev.* **57**, 111, 1940.

103. W. Heisenberg, letter to N. Bohr, 20 June 1932, copy in Niels Bohr Library, American Institute of Physics, New York.

104. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **77**, 1, 1932; Engl. transl. in D. M. Brink, *Nuclear forces*, p. 144, Pergamon, Oxford 1965.

105. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **78**, 156, 1932.

106. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* 80, 587, 1933; Engl. transl. in Ref. 104, p. 155.

107. Ref. 105, p. 162.

108. Ref. 104, pp. 1, 2.

109. Ref. 105, Section 2, and Ref. 106, Section 3.

110. Ref. 105, p. 160, footnote.

111. L. M. Brown and A. E. Moyer, *Am. J. of Phys.* 52, 130, 1984.

112. Ref. 104, Section 3.

113. Ref. 105, Section 3.

114. Ref. 104 Eq. (4).

115. I. Curie and F. Joliot, *Comptes Rendus*, 194, 876, 1932.

116. E. Majorana, *Zeitschr. f. Phys.* 82, 137, 1933.

117. E. P. Wigner, *Phys. Rev.* 43, 252, 1933; *Zeitschr f. Phys.* 83, 253, 1933.

118. J. H. Bartlett, *Phys. Rev.* 49, 102, 1936.

119. W. H. Wells, *Phys. Rev.* 47, 591, 1935; M. G. White, *Phys. Rev.* 49, 309, 1936; M. A. Tuve, N. Heydenberg, and L. R. Hafstad, *Phys. Rev.* 50, 806, 1936.

120. H. A. Bethe and R. F. Bacher, *Rev. Mod. Phys.* 8, 82, 1936.

121. L. Landau and J. Smorodinsky, *J. Phys. USSR* 8, 154, 1944; J. Schwinger, *Phys. Rev.* 52, 1250, 1947; J. M. Blatt and J. D. Jackson, *Phys. Rev.* 76, 18, 1949; *Rev. Mod. Phys.* 22, 77, 1950; H. A. Bethe, *Phys. Rev.* 76, 38, 1949.

122. J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey, and J. R. Zacharias, *Phys. Rev.* 55, 318, 1939; 57, 677, 1940.

123. J. Schwinger, *Phys. Rev.* 55, 235, 1939; cf. also H. A. Bethe, *Phys. Rev.* 55, 1261, 1939.

124. J. H. D. Jensen, *Phys. Rev.* 75, 1766, 1949; M. G. Mayer, *Phys. Rev.* 75, 1969, 1949; cf. also K. M. Case and A. Pais, *Phys. Rev.* 79, 185, 1950; 80, 203, 1950.

125. Cf. e. g. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear structure*, Vol. 1, Chapter 2, Section 5, Benjamin, New York 1969.

126. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, 14 July 1933, *PC*, Vol. 2, p. 184.

127. W. Pauli, Ref. 24, p. 324.

442 128. G. Gamow, letter to S. A. Goudsmit, 8 March 1934.

129. F. Rasetti, in Ref. 27, Vol. 1, p. 450.

130. E. Fermi, *Ric. Scient.* 4, 491, 1934; see Ref. 27, Vol. 1, p. 538.

131. E. Fermi, *Nuov. Cim.* 11, 1, 1934; see Ref. 27, Vol. 1, p. 559.

132. E. Fermi, *Zeitschr. f. Phys.* 88, 161, 1934; see Ref. 27, Vol. 1, p. 575.

133. D. Iwanenko, *Comptes Rendus* 195, 439, 1932.

134. F. Perrin, *Comptes Rendus* 197, 1625, 1933.

135. L. de Broglie, *Comptes Rendus* 198, 135, 1934.

136. R. de L. Kronig, *Ann. Inst. H. Poincaré*, 6, 213, 1936.

137. M. H. L. Pryce, *Proc. Roy. Soc. A* 165, 247, 1938.

138. Cf. also K. M. Case, *Phys. Rev.* 106, 1316, 1957.

139. E. J. Konopinski and G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* 48, 7, 1935.

140. Ref. 132, Eq. (11).

141. E. J. Konopinski, *The theory of β-radioactivity*, Eq (1. 8), Clarendon Press, Oxford, 1966.

142. E. J. Konopinski and G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* 60, 308, 1941.

143. B. W. Sargent, *Proc. Roy. Soc. A* 139, 659, 1933.

144. E. Fermi, *Zeitschr. f. Phys.* 89, 522, 1934; see Ref. 27, Vol. 1, p. 592.

145. J. Chadwick and D. E. Lea, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 30, 59, 1934.

146. G.-C. Wick, *Rend. Acc. Lincei* 19, 319, 1934.

147. H. A. Bethe and R. Peierls, *Nature* 133, 532, 1934.

148. H. Yukawa and S. Sakata, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* 17, 467, 1935.

149. L. Alvarez, *Phys. Rev.* 54, 486, 1938.

150. H. Wolfe and G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* 46, 237, 1934.

151. A. H. Snell and L. C. Miller, *Phys. Rev.* 74, 1217, 1948.

152. Ref. 132, p. 176.

153. H. A. Bethe, *International Conference on Physics, London, 1934*, Vol. 1, p. 66, Cambridge Univ. Press 1935.

154. E. Fermi, Ref. 153, p. 67.

155. J. L. Lawson and J. M. Cork, *Phys. Rev.* 57, 982, 1940; see also C. S.

Wu, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 386, 1950.

156. Ref. 120, pp. 190, 191.
157. M. Fierz, *Zeitschr. f. Phys.* **104**, 553, 1937.
158. G. Gamow and E. Teller, *Phys. Rev.* **49**, 895, 1936.
159. A. I. Leipunski, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **32**, 301, 1936.
160. R. H. Crane, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 278, 1938.
161. M. Goeppert-Mayer, *Phys. Rev.* **48**, 512, 1935.
162. C. S. Wu and S. A. Moszkowski, *Beta-decay*, Section 5－2, Interscience, New York 1966.
163. E. Majorana, *Nuovo Cim.* **14**, 171, 1937; cf. also K. M. Case, *Phys. Rev.* **107**, 307, 1957.
164. G. Racah, *Nuovo Cim.* **14**, 322, 1937.
165. W. Furry, *Phys. Rev.* **56**, 1184, 1939.
166. K. Guggenheim, *J. de Phys. et le Rad.* **5**, 475, 1934; L. A. Young, *Phys. Rev.* **47**, 972, 1935.
167. E. Feinberg and J. G. Knipp, *Phys. Rev.* **48**, 906, 1935.
168. R. Peierls, in Ref. 29, p. 189.
169. G. Breit, E. U. Condon, and R. D. Present, *Phys. Rev.* **50**, 825, 1936.
170. B. Cassen and E. U. Condon, *Phys. Rev.* **50**, 846, 1936.
171. E. P. Wigner, *Phys. Rev.* **51**, 106, 1937.

443

172. K. M. Case, R. Karplus, and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **101**, 874, 1956.
173. Cf. Ref. 125, Vol. 1, pp. 42 ff.
174. F. Hund, *Zeitschr. f. Phys.* **105**, 202, 1937; see also P. Franzini and L. Radicati, *Phys. Lett.* **6**, 322, 1963.
175. K. M. Case, R. Karplus, and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **101**, 874, 1956.
176. A. Pais, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 215, 1966.
177. O. Klein, *J. de Phys. et le Rad.* **9**, 1, 1938.
178. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, 18 January 1934, *PC*, Vol. 2, p. 250.
179. K. M. Case, *Phys. Rev.* **80**, 797, 1950.
180. I. Tamm, *Nature* **133**, 981, 1934.
181. D. Iwanenko, *Nature* **133**, 981, 1934.
182. A. Nordsieck, *Phys. Rev.* **46**, 234, 1934.

183. W. Heisenberg, in *Pieter Zeeman*, p. 108, Nyhoff, The Hague 1935.

184. Ref. 120, p. 203.

185. B. Kahn, *Physica* 3, 495, 1936.

186. D. Iwanenko and A. Sokolov, *Zeitschr. f. Phys.* 102, 119, 1936; also *Nature* 138, 246, 684, 1936.

187. B. Kahn, *Physica* 4, 403, 1937.

188. G. Gamow and E. Teller, *Phys. Rev.* 51, 289, 1937; N. Kemmer, *Phys. Rev.* 52, 906, 1937.

189. G. Wentzel, *Zeitschr. f. Phys.* 104, 34, 1936; 105, 738, 1937.

190. G. Wick, *Rend. Acc. Lincei*, 21, 170, 1935.

191. C. F. von Weizäcker, *Zeitschr. f. Phys.* 102, 72, 1936.

192. M. Fierz. *Zeitschr. f. Phys.* 104, 553, 1936; contains a list of corrections to Ref. 191.

193. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* 101, 533, 1936.

194. F. Carlson and J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* 51, 220, 1937; also J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* 50, 389, 1936.

195. H. J. Bhabha and W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. A* 159, 432, 1937.

196. W. Heisenberg, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* 18, 50, 1937.

197. W. Heisenberg, *Rev. Mod. Phys.* 11, 241, 1939; *Zeitschr. f. Phys.* 113, 61, 1939.

198. W. Heisenberg, *Ann. der Phys.* 32, 20, 1938.

199. W. Heisenberg, letter to W. Pauli, 23 May 1936, *PC*, Vol. 2, p. 442.

200. M. Fierz. *Helv. Phys. Acta* 9, 245, 1936.

201. S. Tomonaga and H. Tamaki, *Inst. Phys. Chem. Res. Sci. Papers*, 33, 288, 1937.

202. Cf. H. Yukawa, *Phys. Rev.* 76, 300, 1949.

203. Cf. H. Yukawa, *Tabibito*, transl. L. Brown and R. Yoshida, World Scientific, Singapore 1979.

204. T. Kimura, *Jap. St. Hist. Sc.* 11, 90, 1972.

205. P. Robinson, *The early years*, pp. 156—8, Akademisk Forlag, Copenhagen 1979.

206. H. J. Bhabha, *Nature* 143, 276, 1939; cf. also C. G. Darwin, *Nature* 143,

602, 1939.

207. *Rev. Mod. Phys.* 11, 122, 1939.

208. H. Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, 17, 48, 1935.

209. H. Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **19**, 712, 1937.

210. *Science*, **84**, 1936, supplement following p. 464.

211. S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **51**, 884, 1937.

212. J. C. Street and E. C. Stevenson, *Phys. Rev.* **51**, 1005, 1937.

213. Y. Nishina, M. Takeuchi, and T. Ichimaya, *Phys. Rev.* **52**, 1198, 1937.

214. S. H. Neddermeyer and E. C. Stevenson, *Rev. Mod. Phys.* **11**, 191, 1939. 444

215. C. D. Anderson, Ref. 43, p. 131.

216. J. R. Oppenheimer and R. Serber, *Phys. Rev.* **51**, 1113, 1937.

217. E. C. G. Stückelberg, *Phys. Rev.* 52, 41, 1937.

218. G. Wentzel, *Einführung in die Quantentheorie der Wellenfelder*, Deuticke, Vienna, 1943; in English: *Quantum theory of fields*, transl. C. Houterman and J. M. Jaunch, Interscience, New York 1948.

219. A. Proca, *J. de Phys. et le Rad.* 7, 347, 1936.

220. H. Yukawa and S. Sakata, *Proc. Math. Phys. Soc. Japan*, **19**, 1084, 1937.

221. N. Kemmer, *Nature* **141**, 116, 1938.

222. R. Serber, *Phys. Rev.* 53, 211, 1938.

223. H. J. Bhabha, *Nature* **141**, 117, 1938.

224. N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc. A* **166**, 127, 1938.

225. N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc. A* **166**, 354, 1938.

226. H. J. Bhabha, *Proc. Roy. Soc. A* 172, 384, 1939; H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **55**, 1261, 1939.

227. S. Sakata and Y. Tanikawa, *Phys. Rev.* **57**, 548, 1940.

228. H. Yukawa, S. Sakata, and M. Taketani, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **20**, 319, 1938; the same and M. Kobayasi, ibid., 720.

229. H. Fröhlich, W. Heitler, and N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc. A* **166**, 154, 1938.

230. E. Fermi, *Elementary particles*, p. 22, Yale Univ. Press, New Haven, Conn., 1951.

231. *New York Herald Tribune*, 12 September 1933.

232. H. Massey and N. Feather, *Biogr. mem. Fell. Roy. Soc.* 22, 11, 1976.

233. C. D. Ellis, *Proc. Phys. Soc. London*, 50, 463, 1938.

234. M. Oliphant, *Rutherford, recollections of the Cambridge days*, Elsevier, New York 1972.

235. Ref. 1, p. 425.

236. N. Bohr, *Nature* 140, 752, 1937.

237. *The Times*, London, 26 October 1937, p. 17; also *Nature* 140, 754, 1937.

238. *The Times*, London, 22 October 1937, p. 18.

239. E. N. da C. Andrade, *Natuer* 140, 753, 1937.

240. J. Chadwick, *Nature* 140, 749, 1937.

241. A. S. Eve, *Nature* 140, 746, 1937.

242. *The Times*, London, 25 October 1937, p. 20.

243. D. Skobeltzyn, Ref. 43, p. 111.

244. R. Serber, Ref. 43, p. 206.

245. C. D. Anderson, Ref. 43, p. 131.

246. N. Kemmer, Ref. 45, p. 359.

247. I. Curie and F. Joliot, *L'existence du neutron*, Hermann, Paris 1932.

248. E. Miehlnickel, *Höhenstrahlung*, Steinkopff, Dresden 1938.

249. B. Rossi, *Cosmic rays*, McGraw-Hill, New York 1964.

250. J. Bromberg, *Hist. St. Phys. Sc.* 3, 307, 1971.

251. E. Konopinski, *Rev. Mod. Phys.* 15, 209, 1943.

252. L. Brown, Introduction to Ref. 203 and *Centaurus* 25, 71, 1981.

253. V. Mukherji, *Arch. Hist. Ex. Sc.* 13, 27, 1974.

254. G. Rasche, *Arch. Hist. Ex. Sc.* 7, 257, 1971.

第二篇

战后年代：回忆

……目睹混乱纷呈，实乃三生有幸。

马里安妮·穆尔(M. Moore)，《尖塔》

18. 量子电动力学的成就和局限，以及一种新粒子的惊人冲击

> 我们离现在越近，当然就会有越多的意见分歧。然而，我们可以回答说，这并不能使我们失去形成一种意见的权利。
>
> 雅可布·布尔克哈特(J. C. Burckhardt)[1]

(a)设尔特岛和其他的个人往事

我第一次见到I. I. 拉比，是1946年9月在纽约曼哈顿中部举行的一次美国物理学会的会议上。在说了几句玩笑话之后，他向我提出了这样一个问题："你想，真空极化是能够测量的吗？"这是我刚到美国的第一个星期。我记得我当时感到十分震惊，在这个新大陆里连实验物理学家们都知道真空极化，而且还为此苦恼。拉比的关于宇林的战前公式——(16.39)式的问题也并非仅仅源于闲散的好奇心。一个月之后，在《哥伦比亚大学辐射实验室季度进展报告》上登出了一则建议[2]，它的标题是《微波物理学，用来测定氢原子精细结构的实验(兰姆，里瑟福(R. C. Retherford))》。

对我来说，在9月的这一个星期里，在其他的方面也是收获颇丰的。我在6年内吃到第一只香蕉。我在物理学的会议上遇到了乌伦贝克，从他1939年8月离开荷兰以后，我就再也没有见到过他。在我以"是，教授，"和"不，教授"的方式回答了他的一些问题之后，他对我说："为什么你不叫我乔治呢？"克拉默斯当时正在纽约参加联合国原子能委员会下属科学与技术分会的一次会议，也出席了物理学会会议。我们在一段会议期间彼此相邻而坐，当时他递了一张纸条给我，上面写道："转过身去，向罗伯特·奥本海默致意"。我照他说的

去做，看到的正是奥本海默，他高兴地咧开嘴在笑；在那以前，我只能从报纸的照片上熟悉他的脸庞。他当时穿一件短袖衬衣，没有结领带，没有穿外套，在我的故乡荷兰没有一位教授知道他，当然他们也不知道纽约有这么热。我已经在另一篇著作里[3] 写下了此后几个月里同奥本海默的多次会面，并因此使我得以同普林斯顿高等研究院建立长期联系的经过。

448 根据会议记录[4]，那次物理学会会议“仅限于三个论题的文章：宇宙射线现象，基本粒子理论，以及用于核粒子和电子的加速器的设计和运行。这三方面的主题看来没有多少联系，而物理学的潮流正迅速地把它们统一起来”。

我作了关于战时工作的一个邀请报告[4]，那时候我过着藏匿的生活。① 我曾常常同克拉默斯讨论我的想法，他是唯一知道我住在哪里，并且多次到我的住所——阿姆斯特丹一间阁楼访问的物理学家。

在获得哲学博士学位(1941 年)之后不久，[5] 我开始对怎样消除电子自能的对数发散②产生兴趣。我注意到，如果用一个以强度 e 同电子耦合的、有质量的中性矢量介子场代替电磁场，那么自能中的这一奇异部分将会对 $\alpha=e^2/\hbar c$ 的所有阶次保持不变。③ 于是，如果将电子既耦合于光子又耦合于中性矢量介子，并把后者的贡献从光子的贡献中减除(这一想法有经典的先例[6])，这样就可以得出一个有限的自能。我指出这是一种协变的做法，但它不能作为一种实在的物理学理论来接受：“减除场是同空穴理论所要求的一种稳定的真空分布不相容的。因此只好把它们置之不顾。”[7] 几年之后，这种减除手续被改头换面，当做一种方便的计算手段去安置场论里的无限大的贡献(规则化)。[8]

接着我还问道在一种在电磁的无限与由非矢量类型介子而引起

---

① 本书作者是一位犹太人，当时正受到纳粹的迫害。——译注

② 第 16 章，(d)节，第 5 部分。

③ 场方程是(17.47)式，其中的 A_μ 是实(自伴)的，$f=e$，$g=0$。

的无限之间进行补偿的实在理论里，会产生有限的自能吗？从前面提到过的①与四种不同类型介子耦合的二阶自能的计算中[9]可知[7]，通过电子不仅与光子耦合而且与中性标量介子耦合的假设，可以得到在$O(\alpha)$数量级上的一项有限自能。② 而且，通过假设质子而不是中子耦合到同一个标量场，还会得到[7]质子—中子质量差的一个合理的数值。[10]我在1947年惊讶地获悉，在战争期间，坂田昌一也已经引入了同样的标量场。[11]然而，这些建筑在一种实在理论基础上的尝试，并没能走多远。在真空极化和高阶自能里的无限大，仍然像以前一样模糊不清。[12]

在克拉默斯到阿姆斯特丹来访问我的时候，他与我一起就这些问题进行了多次讨论。他对这些问题很感兴趣，但却是以一种独特的方式来看待它们；他的想法首次在1937年的伽伐尼会议上提出[13]。他的出发点是一个与电磁场相互作用的经典非相对论性的电子理论，这个电磁场是由电子以匀速运动拖曳着的库仑场即一种“固有场”，与一种“外场”之和。那么，他推理说，在这一近似中固有场的全部贡献是提供了电子的质量。因此可以采取一种替换的办法，将作为计算出发点的方程中的电子质量参数即“裸”质量，换成实验质量（即裸质量同电磁质量之和），同时去掉固有场。克拉默斯把这种做法称为“结构无关”的电子理论。在这一策略里，忽略了固有场同外场之间的耦合，但（他指出）并不改变由外场产生的一些低频长期效应。最后，他用标准的方式将外场量子化，期望他的方法会避免诸如光谱线的无限移动等棘手的效应。[14]③ 449

在我们的多次交谈中，我多次反驳了克拉默斯的方法。我说，一种非相对论性的理论，不是一个好的出发点。而他会回答说，但是我们还没有可靠的相对论性理论。我表示同意，但坚持说正电子理论

① （17.44，45，47～50）诸式。

② 对实（自伴）的ϕ，取$g=0, e^2=f^2/2$，使用（17.44）式。

③ 参看第16章，（c）节。

仍然是我们所持有的最好的理论。运用写在(16.43)式后面的那种论证,我指出自能问题是量子理论中固有的问题,并且他的外场一旦经过量子化,就会重新产生新的无限大。他不否认这一点,但仍然坚持说应当先治理好低频场的物理学,然后才能希望做到最好。在他关于这个问题的最后一篇文章里[15],他这样表述道:"一种相对论性的处理……看来很难有可能或者有指望……,不应当把手段设想得太难:首先把错误的哈密顿量量子化,然后再尝试进行修补。"那是在1948年。那时候,克拉默斯已经陷入深深的消沉之中。他,荷兰人当中最优秀的一位,几年之后就去世了,时年57岁。我欠他很多,并且我本来应当对他在战时的想法给予更密切的关注。这些想法不是别的,正是一个质量重整化的纲领(尽管是用一种过了时的框架搭起来的)。它们不是对一种实在的有限理论的追求,这种追求无论在当时还是现在都是不合时宜的。

战后,我很快就得到了玻尔研究所同普林斯顿研究院(我想到那里去跟泡利工作,但他不久就回到了欧洲)的两份研究员职位。1946年初,我到了哥本哈根,在那里我又沉浸到其他问题里去了。霍尔赞(L. Hulthén)和我[17]根据一个较早想法[16],引进了实的但是连续的角动量作为一个变分参数,计算了直到极高能量25兆伏的n－p散射;对于这一能量,刚刚从哈佛大学的回旋加速器上得到可以利用的第一批少量数据。① 缪勒和我在做一种产生基本粒子质量谱的理论。我们考虑一个德西特宇宙,即一个具有有限厚度的五维球壳,在第五维的方向上采用周期性的边界条件。所有已知的粒子是一个谱系(在那些日子里叫做塔)中的各个基态。其中一个这样的基态就是质子－中子;缪勒把它们总称为"核子"(1941年)。[19]同样,对介子和电子－中微子也可以做类似的安排。我们考虑,后面这一对粒子以及它们较高的质量态,也需要一个共同的名称,为此我们提出[20]"轻子"(英语 lepton,来自希腊语 λεπτôσ⁻ = 小)这个名词。最后还有一点不

450

① 25MeV的中子是从反应 $Li^7+d\to Be^8+n$ 中产生的[18]。

可忽视，我在哥本哈根的日子里，有一部分时间花在同玻尔的密切接触上，这些我已经在别的地方描述过了。[21]

1946 年 9 月，我去美国，首先参加了上面讲过的纽约物理学会议，然后到普林斯顿的研究院。那年秋天，狄拉克正在那里。到春天，克拉默斯来了；奥本海默也来了，这是他为院长选拔而做的一次短暂访问。至于拉比关于真空极化的问题，直到 1947 年 6 月 2 日的早上，才有人再次议论这个话题。

设尔特岛会议源于洛克菲勒研究院（现在是洛克菲勒大学）的麦克因斯（D. A. MacInnes）的一个想法，他想组织一系列的小型会议，以便对某几个领域的发展现状和前景作出评价。他和美国物理学会的秘书达罗（K. Darrow），为物理会议做了最初的策划工作，并向美国国家科学院提交了一份总额 3100 美元的经费申请，为 25 名与会者提供住宿、旅行和会务的费用。得到了资助之后，达罗被任命为会议主席，克拉默斯、奥本海默和韦斯科夫则是讨论的主持人。① 会址选在设尔特岛上的老羊头旅店。被邀请者的一份较早的名单里[22]，包括了几位不能出席会议的物理学家，爱因斯坦就是其中之一。

7 月 1 日，大多数与会者齐集在曼哈顿五十五街的美国物理协会，搭上一辆大客车，动身做横越长岛的长途旅行。当我们进入拿骚县境内时，汽车被一名骑在摩托车上的州警察拦住，他问道："你们是科学家吗？"是的，我们是科学家。他对司机说，跟我来，并拉响警笛护送我们到苏佛克县，到那里又有另外一些州警接班。我们事先没有任何思想准备，不知道这是什么意思，并且猜想可能是那些时候常常会采取的一些稀奇古怪的安全措施。当我们在绿港享用了晚餐之后，一切都清楚了。有一位和蔼的绅士出来说，为我们护送是出于对"科学家"的感激之情。他曾经是太平洋上的一名海军陆战队成员，如果没有原子弹，或许他不会有机会在那里对我们表示感谢。科学

---

① 他们每人准备了一篇简短的工作文章，在施韦伯的一篇论文里有记述。[22]

家对他意味着什么，由此可知。在乘渡船到设尔特岛后，我们就安顿下来了。

我想，奥本海默在会议结束那天所写下的一段话[23]，恰当地概括了全体与会者的感受："这三天对我们是十分愉快的，并且也许有着出乎意料的收获……[我们]离开时，对未来进展的方向得到了相当明确的认识。"第一个上午以兰姆的报告开始，所有人都清楚，他在我们面前揭开了物理学的一个新篇章。兰姆自己描述过[24]，他于战争时期在哥伦比亚大学所做的工作使得他对微波技术十分熟悉，而正是这些技术使得他可以去做现在要报告的实验。其结果是：氢原子的 $2^2S_{1/2}$ 能级的位置高于 $2^2P_{1/2}$ 能级约 1000 兆周每秒（兆赫），相当于 0.033 厘米$^{-1}$，这同纯库仑作用的电子—质子系统的狄拉克理论相抵触；按照那个理论，这两个能级应当是简并的。① 然后是拉比问题的答案，只是这个答案的符号相反，而且比（16.40）式所给出的真空极化效应要大 40 倍。

451

在两周之后完成的关于"兰姆移位"的文章中[26,27]，兰姆提到："这些结果基本上符合帕斯特纳克（S. Pasternack）的假设"，这提示兰姆移位也有一段前期历史。兰姆 1947 年 6 月的文章[26]事实上是第三次论及对库仑定律的偏离。1938 年用光谱学方法发现的氢原子精细结构中显示的异常[28]，被帕斯特纳克[29]用 $2^2S_{1/2}$ 能级可能由于对库仑势的排斥偏差而向上移位 0.03 厘米$^{-1}$来解释。② 对此也有人提出建议[31]说，这一偏差的原因可能来自威克对质子反常磁矩的同一解释③：在 $p \to n+$正电介子的过程中发生部分离解。兰姆在两篇文章中[32]表明这一建议在定量上是不正确的。

再次回到设尔特岛会议的第一个上午，拉比先报告了他同纳菲（J. E. Nafe）和奈尔逊（E. B. Nelson）对于氢和氘在 $1^2S_{1/2}$ 基态的超精

---

① 几个月之后，对 He^+ 的精细结构，也报告了类似的结果。[25]

② 在光谱学证据的基础上对库仑定律偏离的猜测，可以回溯到 1933 年。[30]

③ 见（17.43）式。

细结构的测量[33]，所给出的结果高出理论上的预期值约0.3%；又介绍了库什(P. Kusch)和福雷(H. M. Foley)所做的[34]关于镓在$^2P_{1/2}$和$^2P_{3/2}$的状态上也显示出类似偏差的实验。

所有人都立即接受了这些新的效应要求用对量子电动力学的领头阶次的辐射修正来解释的想法。正因为如此，克拉默斯本应抓住机会，在这次会议上抛出他的纲领来对付那些无限大。正如兰姆回顾的那样[24]："没有人说明用什么具体的计算方法。"然而，贝特发现这次讲话是很鼓舞人心的。[22]克拉默斯也参加了讨论，但却是奥本海默负起了责任。我第一次看到他起到三方面的主导作用：强调重点，指引讨论和总结发现。他当然特别有资格这样做，因为他不仅第一个(1930年)①指出辐射修正会使谱线移动，而且在1933年还指出[35]精细结构也会随之发生变化，尽管那时在这方面只有极少的迹象。452 在开会的当时，量子电动力学的解释仅仅是一种信念，它还缺乏定量的支持。特别是，当时还完全不清楚磁的反常是由于电子磁矩对通常取值的偏差。[36]我发现，我在这次会议上记录下来的以下文字，足以作为当时混乱情况的证据：由于超精细裂距正比于电子在核位置上发现的概率，而且由于在势中有一个新的排斥项(兰姆移位！)而使后者减少，裂距也因而减少，而在这里我们要的却是增加……

其他回忆：深夜同施温格谈论量子电动力学，他在会上始终保持沉默。费曼尝试向我解说场论中的一种新的计算方法，没有用到产生和湮灭算符。他总是以画出某些图形作为开始。我要求他用他的方法推出某些我所知道的结果。他这样做了，以闪电的速度。无论如何，他正在做的肯定十分重要，但我并不理解。

在设尔特岛上的另一个主要论题是宇宙线的谜一般的特性，对此马尔沙克(R. E. Marshak)提出需要两种介子。为了评价他的观点，让我们先回溯到几年之前的情形。

---

① 第16章、(c)节。

(b)天堂的笑声：μ 子

从 1938 到 1943 年间，关于宇宙线介子的实验产生了几个重要的结果。发现这些粒子衰变成了电子。（这个事件[37]的第一张云室照片上注明的日期是 1940 年。）这个结果看来证实了汤川和巴巴的想法。① 介子的平均寿命已经稳定为② 2.15±0.07 微秒（现在的最佳值是 2.198±0.001），它的质量落在大约 $200m_e$ 处（仍然带有可观的误差③）。还得到了一些介子散射的数据。

这些结果都不能使介子理论家们觉得满意。

回顾起来，④这一时期正是揭示四种介子当中的哪一种（或者哪一种组合）与现象拟合得最好的时期，这些介子的耦合常数在以下几段文字里，一般都叫做 g。那时候的大多数计算是用二阶微扰公式（(15.33)式）完成的，虽然当时已经有一些疑问（过一会儿再讨论它453 们），即这一公式能否像在量子电动力学里那样成功运用，因为 $g^2/\hbar c$ 要比 $\alpha=e^2/\hbar c$ 大得多。从计算所得到的许多结果中，我挑出与下文直接相关的几个：⑤

(a)核子一核子相互作用。指出大于 $200m_e$ 的质量与散射数据拟合得更好。[41]

(b)介子寿命。根据(17.42)式，有效费米耦合与 gg' 成比例，其中的 g' 是介子一轻子耦合系数。于是，g' 的值可以从 β 衰变和核子一核子力的数据估算出来。从而，按(17.46)式，仅依赖于 g' 的介子寿命就可以推算出来。其结果是：理论要求的寿命比实验观察值短～100 倍。[42]

(c)介子一核子散射。正如 e 既进入库仑势又进入康普顿散射

---

① 参看(17.42)和(17.46)两式。

② 对这一期间寿命测量的评述，见罗西的文章。[38]

③ 在 1946 年得到 202±5 的质量值。[39]

④ 第 17 章，(g)节，第 4 部分。

⑤ 更详细的资料请参看穆克赫基(V. Mukherji)的文章。[40]

那样，g 亦担任决定核势强度和介子一核子散射的双重角色。将前者当做输入，就会得出关于后者的一些理论信息。其结果是：实验中介子的散射比理论所指示的要小大约两个数量级。[43]

对这些困难的反应，既有不安，又有担心。特别是，有人希望对这些参数进行理论上的调整（几个 g? 几种力程?），以挽救这种困境。

(d)介子吸收，一个真正危机的起因。理论上[44]，慢的带正电的汤川介子在穿过物质时，应当强烈地倾向于衰变而不是被一个核所吸收，因为库仑排斥会妨碍介子靠近到核。另一方面，带负电的汤川介子应当强烈地倾向于吸收而不是衰变。康维斯（M. Conversi）一潘齐尼（E. Pancini）一皮齐安尼（O. Piccioni）实验（1946 年 12 月）[45]击碎了这些预言：带正电的宇宙线介子表现得像理论所描述的那样，而带负电的宇宙线介子在铅中被吸收，亦如所期望的那样，**但却不被碳所吸收**！对这一结果的简单分析表明[46]，带负电的宇宙线介子同核的相互作用，要比汤川介子的作用弱 10 到 12 个数量级。

正是在设尔特岛会议上，当对这一明显的重大疑难进行讨论时，马尔沙克提出了一条解决问题的途径：汤川介子正如所估计的那样被强烈吸收，但它又衰变成另一种弱吸收的介子，即在低纬度观察到的宇宙线介子。[47]当他作出这一得到大家欢迎的建议时，他以及在场的其他任何人都不知道同样的想法早在几年前就已经提出来了；也不知道在 1947 年 5 月 24 日的《自然》杂志上，已经发表支持两种介子假说的初步证据。

关于较早预言的情况是：谷川安孝（在 1942 年）[48]以及坂田昌一和井上健（Takesi Inoue）（在 1943 年）[49]已经提出与马尔沙克同样的建议，①但是因为战争，它们的发表被延误了许久。第一个“建议存在不同质量的两种介子”的实验证据，来自布里斯托尔的鲍威尔（C. 454

① 这三个独立的建议在自旋安排上是有差别的，这在那时候还完全不清楚。坂田和井上做出了正确的猜测。

F. Powell）和他的研究小组[50]，他发展了一种高度完善的方法；这种方法源自卢瑟福的早期工作[51]，而且在战前就已经完成[52]：当一个重的电离粒子通过一块感光乳胶时，它会留下一连串显影了的颗粒，即一条径迹。在他们1947年5月的文章里，布里斯托尔小组报告了两个观察到粒子径迹行程终止的事例，然后在其终止处出现一个大的结点，这表明产生了一个带电的衰变产物。在结前和结后的粒子质量都是介子的数量级，虽然没有能够测量得很准。在他们的下一篇文章（10月）[53]里，报告了更多这样的事件，使他们的结论更确定了："有很好的证据……证实产生了有恒定质量和动能的次级介子……为了方便，称这种过程为……μ 衰变。我们用符号 π 代表初级粒子，用 μ 代表次级粒子。"

这样就为两种介子的想法提供了证明，从而解决了早些时候的困难。π 介子（现在又称为 π 子），即汤川介子，比 μ 介子（μ 子）要重一些；这对于核力是有利的。同核子做强耦合的 π 介子，是大量产生的。它的子体，μ 子，主要参加电磁相互作用，由此决定它表现出小的散射和可忽略的吸收。在海平面上看到的衰变电子来源于 μ 子，而不是 π 介子。于是，观察到的两微秒寿命就归属于 μ 子。

做出这些发现并对它们进行早期解释的时期，恰好是新一代加速器开始对宇宙射线实验起作用的那个时期。鲍威尔1950年对这两方面前沿的总结[54]，包含了那一时期详尽的参考文献，以及以下的数据（m 以电子质量为单位，τ 以秒为单位，括号内是现今测量值）

$$\mu^+ : m=212(207), \quad \tau=2.1(2.2)\times10^{-6}, \quad \mu^+ \to e^+ + 2\nu \tag{18.1}$$

$$\pi^+ : m=276(277), \quad \tau=1.6(2.6)\times10^{-8}, \quad \pi^+ \to \mu^+ + \nu \tag{18.2}$$

其中"ν 表示任何具有小静止质量而又不是光子的粒子"。

我第一次听到"π 介子"，"μ 介子"这两个名词，是1947年9月在哥本哈根听鲍威尔做报告的时候。他的报告从非常恰当地引用麦克

斯韦的一句话开始:“实验科学不断地向我们揭露出自然过程的一些新的性质,于是我们就不得不寻找一些适合于这些新性质的新的思维形式。”而那句新的妙语:“有一个μ子”,[①]或许会引起发自天堂的笑声,但人类从那时起直到现在,都还没有明白这一笑话。除了作为π介子偏好的衰变产物之外,μ子还有什么用处呢?的确,电子的发现也完全是意外的,但是它作为原子周围成分的普遍应用,很快得到了承认。中子的发现不那么令人吃惊,而且它可以立刻使人们提出核结构和β衰变的理论。但是μ子有什么用处呢?40年后的今天,天堂的笑声依然经久不息。 455

(c)量子电动力学:向前大跃进

> *我认为一种理论的主要益处在于,它将指引实验,而在真正的理论要出现时又不阻碍其进展。*
>
> *麦克斯韦《论法拉第的力线》*[55]

1. 从设尔特岛后的那一周到波科诺后的那个月。 量子电动力学有20岁了,按通常的标准,它是够成熟的了;而从设尔特岛会议开始,它又进入了一个新阶段。在后来的岁月里,那些30年代同无限大搏斗过的老手们会偶尔怀念地提到,这一变化本应在战前就发生的。他们会提醒自己,在40年代后期这样巧妙地发展起来的理论,毕竟是以他们从前为之奋斗时所使用的同样的一些动力学方程为基础的,也同样遵守他们从前所运用的量子理论和相对论的一些规则。不仅如此,造就这一新阶段的几个主要论题,也来源于那些早期的日子:[②]辐射修正所导致的谱线移动;实施减除时坚持相对论不变和规范不变;质量和电荷的重整化;一种可观察的真空极化效应的识别;

---

① 圣经《旧约·创世记》:“神说:‘要有光,就有了光。’”——译注

② 参看第16章,(d)节。

在氢原子的 nS 能级中，由下式（见（16.39）式）给出的有限移动 $\Delta E(nS)$

$$\Delta E(nS)=\frac{-4Z^4\alpha^5}{15n^3}mc^2 \tag{18.3}$$

现在，所有这些早期的想法和结果都被捡回来了，虽然在形式上有了巨大的改进。某些老手甚至还会记起一个狄拉克电子在一个固定的外部库仑场中的散射的数量级 $O(\alpha)$ 的辐射修正计算（1939 年）[56]。如果正确地执行了必须的质量和电荷重整化，其结果将是有限的。然而，当时漏掉了质量重整化，就给出了一个无限的结果。正如朝永很久以后所说[57]，假使当初正确地进行了这一计算，那么重整化理论的历史就会完全不同了。

20 世纪以及早些时候物理学发展的历史，充满了"它本来会早些做出来"的例子，而每一个事例都有各自产生的环境。事实上，在现在的情况下延误（如果有人喜欢这么叫的话）的时间并不算长，特别是当我们想起由于 30 年代核物理学的兴起以及物理学家参与了并非与此无关的战争工作，从而导致研究的转向的时候。至于量子电动力学，在设尔特岛上首次报告的那些实验，当然是对建立一个更成熟的理论的巨大刺激，而不是要创造一个全新的理论。从最广泛的意义上说，在 40 年代末期开始的新颖的试探所取得的成就，使得量子电动力学具有超凡的活力。我们直到今天还在使用它，但在它提出的早期，人们对它却几乎是绝望的。

456

它是以一种十分老式的方式开始的。

在设尔特岛会议之后五天，贝特给会议的各位参加者分发了他的有关兰姆移位的理论结果[58]。他在对 nS 能级的计算中，如同狄拉克在第一次尝试中所做过的那样，①对电子作了非相对论性处理。具体进行如下：电子自能领头项线性地发散，如洛伦兹的老项 e^2/a。

① 参看（15.15）—（15.17）和（15.18）式。

这一项对一个自由电子与一个具有同样平均动能的束缚电子是一样的。把这项减除:质量重整化,并把剩余部分认做是能级的移动。答案是:

$$\Delta E(nS)=\frac{4Z^4\alpha^5}{3\pi n^3}\cdot mc^2\ln\frac{K}{\overline{E}} \tag{18.4}$$

在 $K\to\infty$的极限下:在减除后,此结果仍然是发散的。$\overline{E}$ 是 nS 态的平均激发能。然后,贝特怀着极大的自信说:相对论性的处理应该证实在

$$K=mc^2 \tag{18.5}$$

处截断。这之后再算出 $\overline{E}$,他得到 1040 兆赫,“与观察值非常吻合”。

虽然这种做法很难说是从第一性原理出发,并且它也明显是不完整的,①但它是一个极为鼓舞人心的结果。因此它表明这个方向是正确的,而且再一次显示了贝特从前是,现在也还是物理学家中的物理学家。

这个新时代的第一个“干净”的结果是施温格对电子反常磁矩的推导(1947 年 12 月)。[59]用物理学的术语说,这种思想十分类似于威克对质子的反常磁矩的处理;参看(17.33)式:一个外磁场看到电子在部分时间里处在离解为电子加上光子的状态,这时电子具有不同的动量,因而同它的未离解状态相比,具有不同的磁相互作用。施温格用正电子理论的规则进行计算,并且正确地完成了重整化,这就毫无疑问地澄清了拉比在设尔特岛上所报告的效应,确是由于辐射修正引起的。把他的答案同当时可以利用的数据进行比较②即可知: 457

$$a=\frac{1}{2}(g-2)=\frac{\alpha}{2\pi}=1162\times10^{-6}(\text{理论}) \tag{18.6}$$

$$=118(3)\times10^{-6}(\text{实验}) \tag{18.7}$$

施温格认识到他的结果(18.6)使他可以猜出对兰姆移位的一项

① 不仅由于截断,而且由于略去了真空极化和 P 能级移动等效应。

② g 由(13.8)式定义。在括号内的数字表示在最后的十进位上的不确定度。

新贡献,但直到1948年底,他才完成对它的完整推算。现在我们只需要举出,他的结果符合氢原子 nS 能级领头项的向上移动量:

$$\Delta E(nS)=\frac{4Z^4\alpha^5}{3\pi n^3}\left(\ln\frac{mc^2}{\bar{E}}-\ln2+\frac{11}{24}+\frac{3}{8}-\frac{1}{5}\right)mc^2 \tag{18.8}$$

($P_{1/2}$能级亦有小的下移。[60])上式的括号里面有两项以前已经见到过了:第一项也是最大的一项是贝特的机智的估算;最后一项是(18.3)式中的宇林项。

施温格的猜测是关于3/8的那一项。他论证说,他的 $\alpha/2\pi$ 的结果,意味着应当在电子的电磁相互作用的有效哈密顿量上添加如下的表达式

$$\frac{\alpha}{2\pi}\frac{e\hbar}{2mc}\bar{\psi}(\vec{\sigma}\cdot\vec{H}+i\vec{\alpha}\vec{E})\psi \tag{18.9}$$

其中的磁项就是他刚刚计算了的那一项,而电项则是保证相对论不变所必需的($\vec{\alpha}$ 是狄拉克的速度矩阵)。后一项改动了库仑势,并给出了3/8的贡献。然而,施温格对电项的直接计算[61]令人非常失望:它太小了,只有预期的1/3! 一年之后,他在一处脚注里写道[62]:"这一困难归结于在通常的哈密顿量处理中电子自能的不正确的变换性质,而现在运用的协变程式则完全克服了这一困难。"(值得注意的是,那时候有多少戏剧性的东西纪录在脚注里面。)

一种完全协变的理论怎么会产生非协变的结果呢? 因为在计算的时候,要从无限大中减去无限大,一般说来这不是一种有明确定义的步骤。我们该怎样避免非协变的答案呢? 其计算方式是:每一步都是协变的;同时又是规范不变的。例如,海森伯和泡利对在库仑规范中的量子电动力学的处理,看起来可能不是协变的,但却是协变的,这在前面已经说过了。① 但是,它不是在每一步上都是明显地协变的。因而库仑规范并不适宜于(容易地)做辐射修正的估算。与此

458

① 第15章,(e)节。

类似,二阶微扰论公式((15.33)式)以及高阶的公式,虽然实际上是协变的,但并不是明显协变的。但是,可以把它们改造成一种等价的明显协变的形式,正如斯图克尔伯在1934年所做的那样[63]。

在设尔特岛会议以后,1948年3月30日到4月2日,在宾夕法尼亚州的波科诺山的一间叫做波科诺庄园的大旅店又举行了一次会议,主要事件是第一天施温格所做的冗长的表演。他向我们介绍他"现在运用的协变程式"。在同一天晚上的会议里,拉比说道:"昨天指出了如此这般……"。

我现在已经叙述了从狄拉克的第一篇文章到波科诺会议之间量子电动力学的演进过程。当我对这一论题的叙述还没有完全结束之时,我已接近"下面会发生什么"这样一个阶段,这个阶段将是当代物理学场景的一部分。因此我相信,让读者直接接触在这一节末尾列出的原始资料里所收集的最新出版物和参考文献,不仅是有帮助的,而且是很恰当的。我确信,假如我像别的出版物那样,将朝永、施温格和费曼的辐射理论这种有高度技术性的内容压缩到寥寥几页,不但无助于对这方面已经有一定了解的一般读者,而且也不可能对那些很想去了解早期情况的专家们有任何进一步的启发,并且这种做法对那些原始作者也是不公平的。因此,在以下的内容里,读者甚至将看不到费曼图、费曼规则和费曼积分等在场论中无处不在的和非常有用的现代工具的展示。

回到波科诺会议。施温格的报告(它是一系列文章的起点[64,65])里塞满了技术上的新奇玩意儿,是对大家所熟知的量子电动力学的一种明显协变和规范不变的再一次系统阐述。在其结果中,有对在$O(\alpha)$数量级上光子自能消失的证明,正像规范不变所要求的那样(这一问题以前曾折磨了海森伯好几年①);还给出了兰姆移位的一

① 第16章,(d)节,第5部分,亦可参看参考文献66。

个初步答案，其中除了 11/24 那一项之外，一切都是合乎要求的。如果说施温格的论证，由于其技术上的繁复而使听众难以跟上的话，费曼的下一个简短的报告，则由于其不为人所熟悉的思路而难于理解（我不相信有任何人理解了）。其中讲到路径积分，正电子逆时间方向的运动①和闭合圈（真空极化）；在那个时候，他还不很清楚怎样去处理后者。这些理论，我在设尔特岛同费曼私下交谈时已经听过一459 些了。在这里我又一次和大家一样，被他的计算速度和显而易见的效率而震憾；他就在我们眼前算出了兰姆移位。其中除了 11/24 项之外，一切都合乎要求。

一则趣闻：费曼在讲到某一点时说，让我们忘记泡利原理吧，或者一句类似的话。于是尼尔斯·玻尔——也许他还没有意识到，当费曼乐于扮演小丑的时候，他其实对物理学是极其认真的——大步走向黑板，大唱了一曲对不相容原理的赞歌。

费曼在不久以后为会议所写的总结中说[68]："会议的大部分时间都在听取和讨论施温格的结果。这些结果代表了我们对物理学理解的一个真正进步。费曼也陈述了一种理论，其中电动力学的各道方程都被人为地[通过一种截断而]改动了，使得包括电子的惯性在内的所有量都变得有限了。这个理论的这些结果与施温格的那些结果基本上是一致的，但它们还不是已经完成了的结果。"

几个星期之后，我们从奥本海默那里收到了一封朝永给他的来信的复印件[69]（日期是 4 月 5 日）。

2. 关于朝永和他的小组。当朝永振一郎在 1949－1950 学术年度离开东京教育大学到普林斯顿研究院访问期间，我经常同他见面。他那个极其活跃的 1948 年已经过去，这时他正把注意力转向费米气体中的声波。[70]我记得他斯文的言语，安详严肃的外表，他是我认识的日本物理学家当中最有深度的一位。

① 一个由斯图克尔伯预见到的想法。[67]

在他早期的研究经历中,朝永曾经是仁川芳雄的助手,也曾在莱比锡跟随海森伯做原子核的液滴模型。[71]他同导师关于量子场论现况的交谈,激发了他的研究计划;他回到了日本。他的第一篇主要论文的题目是[72]《关于波场的量子理论的相对论性不变程式》,其日文本发表于1943年,英文本发表于1946年。他将n粒子的多时间程式①推广到场的一种明显协变的"超多时间"程式,包括它同海森伯一泡利理论等价性的证明。施温格在他1948年的第一篇文章里,承认[73]朝永的程式同他的"相互作用表示"是相同的。两人都不知道这些思想的起点可以在斯图克尔伯1938年的一篇文章里[74]找到,而后者的原创性,则应当得到高度的尊重。

当朝永与他的小组着手对狄拉克粒子在库仑场中的散射(前面已经提到过,在1939年曾经对这个问题进行过不成功的处理)进行一系列研究的时候,用的仍然是老式的方法而不是他的新方法。他 460 们从光子一标量介子的组合理论开始((a)节)[7,11],给出在$O(\alpha)$数量级上自由电子的有限自能,然后问道:这个理论在这个散射问题里是否也能给出有限的质量效应呢?一开始他们犯了在1939年论文里的同样的错误,并且得到否定的答案。[75]后来他们找出先前工作里的疏忽,并且发现答案是肯定的。[76]恰好在那个时候,兰姆和里瑟福以及贝特的文章传到了日本,引导他们去探索同一散射过程在没有标量场而只借助于重整化(他们称为自洽的减除)时,是否也会有一个有限的答案。这个答案再次是肯定的,[77]这与几个星期前在普林斯顿已经指出的结论一致。[78]在1948年5月,他们再次得到[79]同样的结果,这一次用的是朝永的明显协变的程式。[72]在朝永给奥本海默的信里,总括了所有这些结论。②

在1948年9月,朝永小组[81]报告了用同样的协变技术完成的兰姆移位计算的结果。一切都符合要求,包括11/24项和$2P_{1/2}$能级的

---

① 见第16章,(d)节,第1部分。

② 在那时候,东京小组在光子自能问题上仍然有困难。[80]

移动。这样,他们率先正式记载了由于辐射修正而导致的 $2S_{1/2}$—$2P_{1/2}$能级分裂的正确公式。

几星期后,克罗尔(N. M. Kroll)和兰姆[81a],紧接着弗兰奇(B. French)和韦斯科夫[82]呈交了他们关于兰姆移位的文章。这些作者用非协变的方法巧妙地得出正确的答案,加上了(18.9)式里的电项必须具有合乎协变要求的系数的条件。1949 年初,施温格[83]和费曼[84,85]分别发表了他们关于兰姆移位的计算,也给出了正确的答案。如果他们花了较长的时间才解决这个问题,那主要是因为他们首先要逮住大鱼,即他们各自明显协变的量子电动力学程式。

11/24 项引起了哪些值得注意的混乱呢?这同重整化的微妙毫不相关。问题在于计算是被分成两部分进行的。氢原子中在库仑场里运动的电子,对高能虚电子可以作为微扰近似处理,但对于低频则必须进行精确的处理。(后来知道了怎样巧妙地处理这种分两部分计算的方法。[86])所有的麻烦出自这两部分的恰当接合上面,这是所有有关小组都经常提到的一个问题。[87]施温格后来说,"我和费曼那时都对低能的计算很不小心。"[61]至于同实验的符合,在 1949 年理论给出 1051 兆赫,而实验值则略高一点(1062±5),[88]这两者的差别并不令人担忧。

461 **3. 1949—1984 年简述。**磁矩和兰姆移位的成功解决,在一片未知领域即辐射修正的领域里,坚固地树立起一个登陆点。其时,戴逊(F. J. Dyson)的论文[89]解决了费曼的方法同朝永和施温格的程式的等价性(几乎一样)这个悬而未决的问题。费曼的版本较为简单而且使用起来容易得多,它迅速而且经久不衰地普及推广开来。它是下一次小型会议的主题,那是 1949 年 4 月 11 日到 14 日,在纽约市以北 60 公里的哈德孙老石头城举行的会议。那时已经肯定,在$O(\alpha)$的数量级上,重整化程序足以使量子电动力学里的所有的预言保持有限(当然除了电子的质量和电荷之外)。我对这次集会的仅有的另

一点回忆是同奥本海默、冯·诺伊曼和泰勒一起,参加一次晚上的扑克比赛。

在这第三次会议之后,奥本海默认为,原来的目的,即对当前的状况和未来发展作出评价的目的,已经达到了。随即马尔沙克为了高能物理学界的长久利益,提出一个新的动议。他认为,像刚刚结束的那种有益的会议应当继续办下去,其规模要更加国际化,并且要求实验物理学家和理论物理学家更好地配合,特别是从加速器对物理学的迅速发展所起的作用来看,更应如此。其结果是从 1950 年开始举行了一系列共七次年度会议,它们都在纽约州的罗彻斯特召开,得到当地工业界的财政支持,并且与会者一次比一次增多。至于我们现在讨论的主题,根据纪录,在 1950 年召开的第一届罗彻斯特会议上,根本没有关于量子电动力学的论题(尽管费曼也出席了那次会议)。①

到 1957 年,召开这些会议的责任,转移给了国际纯物理和应用物理联合会的一个委员会。其后的各次会议分别在日内瓦(1958 年)、基辅(1959 年)、罗彻斯特(1960 年)等等一些地方举行。所有这些会议亦都被称为罗彻斯特会议。后来这些会议改为两年召开一次,现在已成为高能物理学家们的主要聚会。

现在让我们回到量子电动力学。在建立了一个登陆点后,第一个任务是从这儿出击以夺取更多的领地。有一些进攻取得了令人瞩目的成功;而其他的努力,毫不夸张地说,则困难重重。关于这些论题写下了成吨的作品,其中的一些将会在原始文献里列出来。假若读者想得到比在下述论题中所提到的更多的关于现代物理学发展的 462

① 从第二届罗彻斯特会议起开始出版会议记录,最初用复印本的形式,后来以书本的形式出版。由于不存在第一届罗彻斯特会议的记录,我在这里简单介绍一下它的情况:那是在 1950 年 12 月 16 日举行的会议,时间仅有 1 天,与会者约有 50 人;它分成上午、下午和晚上三段,分别由派斯、奥本海默和贝特担任主席,所讨论的问题是:π 介子和核子同物质相互作用的加速器结果,μ 子物理和宇宙射线物理学。马尔沙克把这次会议的一份未经编辑的文本供我使用,我应对他表示感谢。

知识，就需要去查阅那些战后的物理学教材；为了做进一步的和总结性的讨论，我将这些论题列为六个简要的条目。

(1)首先，考虑一个只有电子和光子的世界。在发现了在 α 数量级上对所有过程都给出有限预言的一份簿记之后，下一个明显的问题是：与按 α 幂次展开的各个高阶项相联系的那些辐射修正，重整化程序是否保证都给出有限的结果呢？是的，正是如此。根据戴逊在1949年[90]陈述的一条基本定理，对于每一阶次，有三种并且只需三种重整化就够了，即：质量，电荷和波函数的重整化；①后者还不能直接用一种物理参数把它表示出来。此定理的复杂证明发轫于戴逊，[90]订正于萨拉姆(A. Salam)，[92]精炼于温伯格(S. Weinberg)，[93]并由其他人详细阐述。[94]自从数学物理学的这一高度技术性的新分支出世以来，出现了大量的文献，将重整化理论向前大大推进。

(2)重整化质量和电荷的需要，表明它们的数值不能凭理论预言，而要从实验引进来。质量和电荷被称为**唯象参数**。虽然如此，量子电动力学仍是一门具有巨大预言能力的理论。靠唯象地处理的有限数目的参数，能够作出无限数目的预言。这样的一种理论被称为可重整化的。那些对一些新的物理参数(例如，散射或者粒子产生振幅)的某个耦合常数每一阶次的微扰展开都需要进行重整化的理论，都会有无限次重整，因此被称为不可重整化的。这样的理论是没有用的，因为那样就要从实验引进无限多的数据。有这样的理论吗？有的，在本书前面遇到的大多数介子理论②都属于这种理论。在下一章里还要再回到这个问题。

---

① 波函数重整化，不是一个很好的名称，它是指对场算符的重新标度。在零阶($e=0$)情况，自由狄拉克场 $\psi_0(\vec{x},t)$，$\psi_0^{\dagger}(\vec{x}',t)$ 满足反对易关系式(16.21)。在 $e\neq0$ 的情况下，对远离相互作用区域的一对对点粒子，场算符 $\psi_0(\vec{x},t)$，$\psi_0^{\dagger}(\vec{x}',t)$ 必须满足同一关系式(16.21)。但是，会发现在后一情况下，对易式右侧的 δ 函数要乘上一个无限大的常数。波函数重整化就是重新标度 ψ 和 $\psi^{\dagger}$ 的大小，使得这个常数变成1。对光子场算符也有类似的做法。[91]

② (17.44～50)式。

在量子场论里遇到的无限大的本性,是同整数(半整数)自旋的场满足二阶(一阶)偏微分方程这一事实密切相关的。① 人们做过一些尝试,如假设这些场方程是高于通常阶数的方程,想由此削弱甚至消除标准理论里的无限大。然而,乌伦贝克和派斯证明(1950 年),那样做就会引出别的一些严重困难[95];这表明通常的场论虽然并不完美,但却比其他的理论承受较少的苦难。人们发现,直到那时候所考虑过的各种场论,要么就包含有无限大,要么就不可能为自由(无耦合)场定义一种正定的能量,再要么就使物理系统的态矢量表现出非因果性的行为。量子电动力学没有后两种毛病,它们对于相互作用系统是致命的困难。 463

(3)再一次回到光子和电子理论。不管重整化与否,这一理论都不能对电子质量 m 作出预言,这完全是因为 m 是该理论的唯一的质量标度。因而,在这一理论里 m 是不可计算的,就像量子理论里的普朗克常数 $\hbar$,或者相对论里的光速 c 一样。然而,不是没有理由希望,含有较多品种粒子的理论会最终解释诸如 μ 子与电子的质量比,或者诸如质子与中子的质量差等问题。所有这些质量问题现在都没有解决,也不清楚它们是会一个一个地得到解决呢,还是会一下子全部解决掉。

在电子和光子的世界里,对电子电荷 e 包含 $\sqrt{\hbar c}$ 的尺度。那么,由此能够期望对无量纲值 $\alpha=e^2/\hbar c$ 作出预言吗?现在它的最佳值是[96]

$$\alpha^{-1}=137.035\,963(15) \tag{18.10}$$

追求是无害的,但是谁也没有一点线索。

(4)到此为止,量子电动力学的所有结果,都是以假定 α 的微扰幂级数展开的有效性为基础的。这种展开合法吗?由此产生三个主要的问题。

问题 1。考虑对某过程的重整化振幅 A,将它展开成

① 也同我们的世界是 3+1 维这一事实有关。

$$A=\sum_{1}^{\infty}A_n\alpha^n \tag{18.11}$$

式中的 A_n 是有限的。这一级数收敛吗？我们不知道，但从一些比较简单而非无效的模型的场论中得到的教训看得出[97]，我们相信这一问题的答案很可能是否定的。

问题 2。按照 α 的展开，质量和电荷重整化采取以下的形式

$$\delta m=\sum_{1}^{\infty}\delta m_n\alpha^n,\qquad \delta e=\sum_{1}^{\infty}\delta e_n\alpha^n \tag{18.12}$$

式中对每一个 n 的 δm_n 和 δe_n 都是无限大。这是否意味着 δm 和 δe 都是无限大呢？也就是说，使用严格的而不是微扰的方法，是否会产生出 δm 和 δe 的有限结果呢？尽管做了不懈的努力，但还没有得到确定的答案。

464

问题 3。不可重整化的理论是坏的理论吗？是的，表面看来是这样。然而，必须注意不可重整化是定义在对某一耦合常数做微扰的展开之上的。尽管如此，这种理论的非微扰处理会是有意义的吗？也许在某些情况下是这样，[97a]但还没有一般性的答案。

这三个问题强烈表明需要不同于微扰的方法。这是激发公理化场论理论家们活跃起来的缘由之一（第 15 章(a)节），而他们的意见也是迫切需要的。

(5)这是本书最后一次回到量子电动力学，这次不止是光子和电子的世界，而是真实世界里的量子电动力学了。

让我们追随对电子的磁矩 μ_{el} 的辐射修正作出了贡献的虚光子的命运。由于外磁场看到的电子 e 有部分时间处在离解态 $e+\gamma$ 上，其中的虚光子 γ 又会有部分时间离解成电子对的状态：$\gamma\to e^+ + e^- \to\gamma$。数出电子电荷 e 的幂次，便可知道对 μ_{el} 的这一贡献是 $O(\alpha^2)$ 的数量级。然而，这个 γ 也会离解成 μ 子对：$\gamma\to\mu^+ + \mu^-\to\gamma$，它对 μ_{el} 的贡献也是 $O(\alpha^2)$ 的数量级。不仅如此，γ 还会离解成 $\gamma\to x+\bar{x}\to\gamma$，其中的 x 是任意的带电粒子，而 $\bar{x}$ 则是它的反粒子。x 会耦合到其他场，例如介子场，并且会照样进行离解。所有这些都对 μ_{el} 有贡献。我们用 μ_{el} 做例子所作的这一说明，当然对任意的电子－光子过程都

是适用的。因而:

从 $O(\alpha^2)$ 数量级开始,人们发现辐射修正贡献的实质部分来自物理世界中所有品种的带电粒子。

这就表明了,首先,关于在光子—电子世界中 α 展开是否收敛问题的答案,对真实世界来说意义不大;其次,α^2 和更高幂级的辐射修正,含有关于宇宙中的整个粒子谱系的低能信息。

(6)1951 年,狄拉克为了使一种电子理论回复到一个新的经典基础,他作了最后一次尝试[98]。他写道:"新近兰姆、施温格和费曼以及其他人的工作是非常成功的……但所得出的理论是丑陋的和不完备的。"在那个时候,量子电动力学的确是不完备的。正如先前的评述所要说明的那样,现在的情况依然如此。当然,经典力学也是如此;经典力学作为物理学理论的一部分,在它可应用的领域内,亦即在量子论和相对论的效应可置之不顾的领域内,它仍然是一座完美的丰碑。比较起来,考虑到量子电动力学的成功之处,它的进展确实非常顺利。另一方面,还不清楚它到底还能走多远。如果我们能够确定一种理论的界限,我们才能对这个理论的功绩作出最终的判断。在现在这个时候,那还只是一种猜测而已。当我们知道了这个问题的答案时,物理学看起来会不一样了。我将把这些深人的问题搁到一边,只简短地评注一下量子电动力学在战后年代取得的惊人成就,并以此作为总结。 465

我们已经看到了故事的开头,理论和实验在 $O(\alpha)$ 数量级修正上的吻合,使人们对理论的信心有了巨大的增进。然而,那决不意味着结束。从 50 年代初开始,实验的精确度达到了一个又一个新的高度,不断迫使辐射修正的理论分析做到越来越高的阶次,在本书写作期间已经达到了 $O(\alpha^4)$ 的数量级。即使到了这一级上,还没有任何量子电动力学失效的证据。

我们将这些进步归功于不多的几位实验物理学家和理论物理学家专心致志的研究。许多参与者的名字和他们的结果都在德里尔(S. D. Drell)[99] 和木下东一郎(Toichiro Kinoshita)[100] 新近的评述文

章里引用。这个高度专业化领域里的发展，是一个理论和实验之间互相促进的故事。例如，1949 年以对电子磁矩的 $O(\alpha^2)$修正的先驱性估算[101]，开始了对 $O(\alpha^2)$数量级效应的理论研究。这些计算的复杂性的一个标志是，其答案一直未受到挑战，直到 1957 年消除了改进的实验同理论之间的明显差异[102]之后，才发现理论结果不十分正确。[103]刚才引用的两篇评论文章详细讲述了这一论题的演进，包括了诸如精细结构、超精细结构、正电子素（e^+e^- 的束缚系统）和 μ 子素（μ^+e^- 的束缚系统）等问题。我以下述两个例子结束我的叙述。

电子和正电子的磁矩。现今最好的实验值是[104]（a 由(18.6)式定义）

$$a(e^-)=1\ 159\ 652\ 200(40)\times10^{-12}(\text{实验})$$

$$a(e^+)=1\ 159\ 652\ 222(50)\times10^{-12}(\text{实验}) \qquad (18.13)$$

理论答案由两部分组成，

$$a(e^\pm)=a^{(1)}(e^\pm)+a^{(2)}(e^\pm) \qquad (18.14)$$

第一项只包含来自电子一光子世界的贡献，它由下式给出[105]

$$a^{(1)}(e^\pm)=\frac{\alpha}{2\pi}-0.328\ 478\ 966\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2+1.176\ 5(13)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3$$

$$-0.8(1.4)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 \qquad (18.15)$$

其中的理论误差表示在数值计算中不精确度的最佳估计。从 $O(\alpha^2)$数量级开始，其他粒子（如刚才所述）对 $a(e^\pm)$的贡献由下式给出[106]

$$a^{(2)}(e^\pm)\simeq4\times10^{-12} \qquad (18.16)$$

466 运用(18.10)式，得到

$$a(e^\pm)=1\ 159\ 652\ 460(44)(127)\times10^{-12}(\text{理论}) \qquad (18.17)$$

式中第一个误差是理论上的，第二个误差是由(18.10)式中 α 的误差引起的。

μ 子的磁矩。最佳的实验值是[107]：

$$a(\mu^-)=11\ 659\ 370(120)\times10^{-10}(\text{实验})$$

$$a(\mu^+)=11\ 659\ 110(110)\times 10^{-10}(\text{实验}) \qquad (18.18)$$

后来作了一种积极的改进，使实验的精确度达到一个因子 30。[108] 专家中的专家木下东一郎和他的合作者在一篇论文里[109]记下了最佳的理论值，1984 年 3 月这篇论文出现在我的书桌上：

$$a(\mu^\pm)=a^{(1)}(\mu^\pm)+a^{(2)}(\mu^\pm) \qquad (18.19)$$

式中的

$$a^{(1)}(\mu^\pm)=\frac{\alpha}{2\pi}+0.765\ 858\ 10(10)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2+$$

$$24.073(11)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3+140(6)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 \qquad (18.20)$$

包含了来自光子、电子、μ 子和 τ 子（要到第 21 章才讲到这种粒子）的贡献，而

$$a^{(2)}(\mu^\pm)\simeq 722\times 10^{-10} \qquad (18.21)$$

则来自所有其他的已知源。再次运用(18.10)式，得到

$$a(\mu^\pm)=11\ 659\ 204(20)\times 10^{-10} \qquad (18.22)$$

所有这些磁矩计算花费了年复一年的艰苦工作，包括在一台 CDC－7600 计算机上所做的成百小时的数值积分。[100]

由这些例子所表现出的实验同理论的符合，是在粒子和场的领域内所能达到的精确度的最高点，它是 20 世纪物理学最高成就之一。

与此同时，对无限大的战斗仍在继续进行。

Sources

Reminiscences. On quantum electrodynamics: by Lamb,[2,24] Schwinger,[61] Tomonaga,[57] Weisskopf;[110] also contributions to Ref. 22. On the muon: by Marshak,[111] Peyrou,[112] Piccioi,[113] and Rossi.[38] Also Schwinger on Tomonaga,[114] Dyson on Feynman,[115] Marshak on the Rochester conferences.[116]

Books. An anthology of papers on quantum electrodynamics;[27] selected papers of Schwinger[117] and of Feynman;[85] the scientific papers of Tomonaga.[118]

467 *Articles*. Galison on the muon.[119] Drell (1979)[99] and Kinoshita (1983)[100] on the status of quantum electrodynamics. Wheeler's on the Pocono conference(unpublished) distributed to the participants.

Textbooks on quantum electrodynamics. Jauch and Rohrlich(1955),[60] Bjorken and Drell(1965),[120] and Itzykson and Zuber(1980)[121] give clear pictures of the state of the art at various times.

References

1. J. Burckhardt, *Reflections on history*, Liberty Classics, Indianapolis 1979. (*Weltgeschichtliche Betrachtungen*, transl. M. D. Hotttinger)
2. W. E. Lamb, repr. in *A Festschrift for I. I. Rabi*, Ed. L. Motz, p. 82, *Trans. N. Y. Ac. Sc. Series II*, Vol. 38, 1977.
3. A. Pais, *Physics Today*, Oct. 1967, p. 42, repr. in *Oppenheimer*, p. 31, Scribner, New York 1969.
4. *Phys. Rev.* 70, 784, 1946.
5. A. Pais, *Projective theory of meson fields and electromagnetic properties of atomic nuclei*, Noord Holl. Uitg., Maatschappy 1941; also *Physica* 8, 1137, 1941; 9, 267, 407, 1942.
6. F. Bopp, *Ann. der Phys.* 38, 345, 1940; A. Landé and L. H. Thomas, *Phys. Rev.* 60, 121, 574, 1940.
7. A. Pais, *Phys. Rev.* 68, 227, 1945.
8. F. Villars, in *Theoretical physics in the twentieth century*, Eds. M. Fierz and V. Weisskopf, p. 78, Interscience, New York 1960.
9. A. Pais, *Trans. Kon. Ak. Wet. Amsterdam* 19, 1, 1947; earlier similar calculations by N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc. A* 166, 127, 1938, contain several inaccuracies.
10. See however A. S. Wightman, *Phys. Rev.* 71, 447, 1947.

11. S. Sakata, *Progr. Th. Phys.* 2, 145, 1947; S. Sakata and O. Hara, ibid. 2, 30, 1947.

12. Cf. D. Ito, Z. Koba, and S. Tomonaga, *Progr. Th. Phys.* 2, 217, 1947.

13. H. A. Kramers, *Nuov. Cim.* 15, 108, 1938; repr. in *Collected scientific papers*, p. 831, North Holland, Amsterdam 1956.

14. See further J. Serpe, *Physica* 7, 133, 1940; W. Opechowski, *Physica* 8, 161, 1941.

15. H. A. Kramers, *Proc. Solvay Conference 1948*, p. 241; repr. in *Collected works*, p. 845, North Holland, Amsterdam 1956.

16. A. Pais, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 42, 45, 1946.

17. L. Hulthén and A. Pais, *Proc. international conf. on fundamental particles and low temperatures*, Vol. 1, p. 177, Taylor and Francis, London 1947.

18. R. Sherr, *Phys. Rev.* 68, 240, 1945.

19. C. Møller, *Kgl. Dansk Vid. Selsk. Math. -Fys. Medd* 18, No. 6, 1941, p. 3, footnote.

20. C. Møller and A. Pais, reported by C. Møller, Ref. 17, Vol. 1, p. 184.

21. A. Pais, in *Niels Bohr*, Ed. S. Rozental, p. 215, North Holland, Amsterdam 1967.

22. S. Schweber, in *Shelter Island II*, Eds. R. Jackiw, N. N. Khuri, S. Weinberg, and E. Witten, p. 301, MIT Press, Cambridge, Mass. 1985.

23. J. R. Oppenheimer, letter to F. B. Jewett, June 4, 1947, copy in Rockefeller University Archives.

24. W. E. Lamb, in *The birth of particle physics*, Eds. L. M. Brown and L. Hoddeson, p. 311, Cambridge Univ. Press 1983. 468

25. J. E. Mack and N. Austern, *Phys. Rev.* 72, 972, 1947.

26. W. E. Lamb and R. C. Retherford, *Phys. Rev.* 72, 241, 1947.

27. Ref. 26, repr. in *Quantum electrodynamics*, Ed. J. Schwinger, p. 136, Dover, New York 1958.

28. R. C. Williams, *Phys. Rev.* 54, 558, 1938.

29. S. Pasternack, *Phys. Rev.* 54, 1113, 1938.

30. E. C. Kemble and R. D. Present, *Phys. Rev.* 44, 1031, 1933.

31. W. Fröhlich, W. Heitler, and B. Kahn, *Proc. Roy. Soc.* A 171, 269, 1939; *Phys. Rev.* 56, 961, 1939; B. Kahn, *Physica* 8, 58, 1941.

32. W. E. Lamb, *Phys. Rev.* 56, 384, 1939; 57, 458, 1940.

33. J. E. Nafe, E. B. Nelson, and I. I. Rabi, *Phys. Rev.* 71, 914, 1947, and later papers by Nafe and Nelson; also D. E. Nagel, R. S. Julian, and J. R. Zacharias, *Phys, Rev.* 72, 971, 1947.

34. P. Kusch and H. M. Foley, *Phys. Rev.* 72, 1256, 1947, and later papers.

35. See W. V. Houston and Y. M. Hsieh, *Phys. Rev.* 45, 263, 1934, esp. p. 272.

36. Cf. also G. Breit, *Phys. Rev.* 72, 984, 1947.

37. E. J. Williams and G. E. Roberts, *Nature* 145, 102, 1940.

38. B. Rossi, Ref. 24, p. 183.

39. W. B. Fretter, *International colloquium on the history of particle physics*, p. 191, *J. de Phys.* 43, suppl. to No. 12, 1982.

40. V. Mukherji, *Arch. Hist. Ex. Sci.* 1, 27, 1974.

41. L. E. Hoisington, S. S. Share, and G. Breit, *Phys. Rev.* 56, 884, 1939.

42. Cf. e. g. H. Yukawa and S. Sakata, *Nature* 143, 761, 1939; L. W. Nordheim, *Phys. Rev.* 55, 506, 1939; H. A. Bethe and L. W. Nordheim, *Phys. Rev.* 57, 998, 1940.

43. Cf. J. G. Wilson, *Proc. Roy. Soc.* A 174, 73, 1940.

44. S. Tomonaga and G. Araki, *Phys. Rev.* 58, 90, 1940.

45. M. Conversi, E. Pancini, and O. Piccioni, *Phys. Rev.* 71, 209, 1947.

46. E. Fermi, E. Teller, and V. Weisskopf, *Phys. Rev.* 71, 314, 1947.

47. R. E. Marshak and H. A. Bethe, *Phys. Rev.* 72, 506, 1947.

48. Y. Tanikawa, *Progr. Theor. Phys.* 2, 220, 1947.

49. S. Sakata and T. Inoue, *Progr. Theor. Phys.* 1, 143, 1946.

50. C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, *Nature* 159, 694, 1947.

51. E. Rutherford, *Phil. Mag.* 10, 163, 1905.

52. C. F. Powell and G. E. F. Hertel, *Nature* 144, 115, 1939; the same and W. Heitler, ibid. p. 283.

53. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, *Nature* 160, 453,

486, 1947.

54. C. F. Powell, *Rep. Progr. Phys.* 13, 350, 1950.

55. J. C. Maxwell, 1856, *Collected works*, Vol. 1, p. 208, Dover, New York.

56. S. M. Dancoff, *Phys. Rev.* 55, 959, 1939.

57. S. Tomonaga, in *The physicist's conception of nature*, Ed. J. Mehra, p. 404, Reidel, Boston 1973.

58. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* 72, 339, 1947, repr. in Ref. 27, p. 139.

59. J. Schwinger, *Phys. Rev.* 73, 416, 1948, repr. in Ref. 27, p. 142.

60. J. M. Jauch and F. Rohrlich, *The theory of photons and electrons*, p. 359, Addison Wesley, Reading, Mass. 1955.

61. J. Schwinger, Ref. 24, p. 329.

62. J. Schwinger, *Phys. Rev.* 75, 898, 1949, repr. in Ref. 27, p. 143, footnote 8. 469

63. E. C. G. Stückelberg, *Ann. der Phys.* 21, 367, 1934.

64. J. Schwinger, *Phys. Rev.* 74, 1439, 1948.

65. J. Schwinger, *Phys. Rev.* 75, 651, 1949; 75, 898, 1949(repr. in Ref. 27, p. 143); 76, 790, 1949 (repr. in Ref. 27, p. 169).

66. G. Wentzel, *Phys. Rev.* 74, 1070, 1948.

67. E. C. G. Stückelberg. *Helv. Phys. Act.* 15, 23, 1942.

68. R. P. Feynman, *Physics Today*, 1, June 1948, p. 8.

69. Reproduced in Ref. 22.

70. S. Tomonago, *Progr, Theor. Phys.* 5, 544, 1950.

71. S. Tomonaga, *Zeitschr. f. Phys.* 110, 573, 1938.

72. S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys.* 1, 27, 1946, repr. in Ref. 27, p. 156; sequels: Z. Koba, S. Tati, and S. Tomanaga, ibid. 2, 101, 198, 1947.

73. Ref. 64, footnote 11.

74. E. C. G. Stücklberg, *Helv. Phys. Acta.* 11, 225, 1938, Section 5.

75. D. Ito, Z. Koba, and, S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys.* 2, 216, 1947.

76. The same, ibid. 2, 217, 1947.

77. Z. Koba and S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys.* 2, 218, 1947; 3, 391, 1948; the same and D. Ito, ibid. 3, 276, 325, 1948.

78. H. W. Lewis, *Phys. Rev.* 73, 173, 1948; S. T. Epstein, ibid, p. 179.

79. T. Tati and S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys.* 3, 391, 1948.

80. S. Tomonaga, *Phys. Rev.* 74, 224, 1948.

81. H. Fukuda, Y. Miyamoto, and S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys.* 4, 47, 121, 1949.

82a. N. M. Kroll and W. E. Lamb, *Phys. Rev.* 75, 388, 1949.

82. J. B. French and V. Weisskopf, *Phys. Rev.* 75, 1240, 1949.

83. J. Schwinger. *Phys. Rev.* 75, 898, 1949, repr. in Ref. 27, p. 143.

84. R. P. Feynman, *Phys. Rev.* 76, 769, 1949, repr. in Ref. 27, p. 236.

85. Also repr. in R. P. Feynman, *Quantum electrodynamics*, p. 167, Benjamin, New York 1961.

86. G. W. Erickson and D. R. Yennie, *Ann. of Phys.* 35, 271, 1965.

87. Cf. Ref. 82, Section 6; Ref. 84, footnote 13.

88. W. E. Lamb, *Rep. Progr. Phys.* 14, 19, 1951.

89. F. J. Dyson, *Phys. Rev.* 75, 486, 1949, repr. in Ref. 27, p. 275.

90. F. J. Dyson, *Phys. Rev.* 75, 1736, 1949, repr. in Ref. 27, p. 292.

91. Cf. Ref. 60, p. 221.

92. A. Salam, *Phys. Rev.* 82, 217, 1951; 84, 426, 1951.

93. S. Weinberg. *Phys. Rev.* 118, 838, 1960.

94. Cf. N. N. Bogoliubov and D. V. Shirkov, *Introduction to the quantum theory of fields*, Interscience, New York 1959; K. Hepp, *Théorie de la rénormalisation*, Springer, Berlin 1969.

95. A. Pais and G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* 79, 145, 1950.

96. E. R. Williams and P. T. Olsen, *Phys. Rev. Lett.* 42, 1575, 1979.

97. Cf. e. g. J. Glimm and A. Jaffe, *Proc. Int. School of Physics 'Enrico Fermi'*, Ed. R. Jost, Academic Press, New York 1969; C. de Calan and V. Rivasseau, *Commun. Math. Phys.* 83, 77, 1982.

97a. Cf. D. J. Gross and A. Neveu, *Phys. Rev.* D10, 3235, 1974.

98. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* 209, 291, 1951.

99. S. D. Drell, *Physica* 96A, 3, 1979.

100. T. Kinoshita, Ref. 22, p. 278.

101. R. Karplus and N. M. Kroll, *Phys. Rev.* 77, 536, 1949.

470

102. P. Franken and S. Liebes, *Phys. Rev.* **104**, 1197, 1956.

103. C. M. Sommerfield, *Phys. Rev.* 107, 328, 1957; *Ann. of Phys.* 5, 26, 1957; A. Petermann, *Helv. Phys. Act.* **30**, 407, 1957.

104. P. B. Schwinberg, R. S. van Dyck, and H. G. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1679, 1981.

105. T. Kinoshita and W. B. Lindquist, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1573, 1981; *Phys. Rev.* **D27**, 867, 877, 1983; M. Caffo, S. Turrini, and E. Remiddi, *Phys. Rev.* **D30**, 483, 1984.

106. Ref. 105 and T. Kinoshita, in *New frontiers in high energy physics*, p. 127, Plenum, New York 1978.

107. J. Bailey *et al.*, *Phys. Lett.* **68B**, 191, 1977; also F. J. M. Farley and E. Picasso, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **29**, 243, 1978.

108. T. Kinoshita, quoting V. W. Hughes, Ref. 100.

109. T. Kinoshita, B. Nižió, and Y. Okamoto, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 717, 1984.

110. V. Weisskopf, Ref. 24, p. 56.

111. R. E. Marshak, Ref. 24, p. 376.

112. C. Peyrou, Ref. 39, p. 7.

113. O. Piccioni, Ref. 24, p. 222; Ref. 39, p. 207.

114. J. Schwinger, Ref. 24, p. 354.

115. F. J. Dyson, *Disturbing the universe*, Harper and Row, New York 1979.

116. R. E. Marshak, *Bull. At. Sci.* **26**, June 1970, p. 92.

117. *Selected Papers of Julian Schwinger*, Reidel, Boston 1979.

118. *Scientific papers of S. Tomonaga*, Ed. T. Miyazima, Misuzo Shobo, Tokyo 1971.

119. P. Galison, *Centaurus* 26, 282, 1983.

120. J. D. Bjorken and S. D. Drell, *Relativistic quantum mechanics and Relativistic quantum fields*, McGraw-Hill, New York 1964 and 1965 respectively.

121. C. Itzykson and J. B. Zuber, *Quantum field theory*, McGraw-Hill, New York 1980.

471

19. 粒子物理学进入大机器和大探测器的时代，以及 π 介子物理学的兴衰

(a) 由国际合作做出新加速器和物理学的时代

> 不情愿做大事的日子已经过去，研究工作者时而受到重视，时而忍受孤独的情况亦已过去。
>
> 摩里逊(P. Morrison)《1946 年的物理学》[1]

物理学家们都从战场回来了，他们有的对胜利有所贡献，有的已不可能逃脱失败，还有的或是蓄意或是形势所迫以其他的方式卷入到战争中。他们当中某些人是带着对参与战争工作的种种愧疚而返回的，而另外一些人则一点儿也没有愧疚感。在这几年中受到严重破坏的国际交流和联络，很快又重新建立起来了。过去的事件决不是可以轻易忘却的，但在科学界，却没有多少第一次世界大战之后那些年所持有的那种迟迟不消的怀恨情绪。

不管是好是坏，从查德威克在卡文迪什发现中子的桌面实验，到新墨西哥州"三一"塔上的第一次原子武器爆炸等发生在仅仅 13 年中的一连串事件，已经开创了战后文化的一些新的选择。从政治到诗歌，都发生了巨大变化。对科学本身的认识也不同以往。和过去一样，科学家们由于其个人的成就，不仅在他们的同辈物理学家那里，而且在他们的活动团体中，在所在国家里，在国际上，都得到了最

高的尊重。另外相当广泛持有的一种新的认识是，科学家不只是一个个别的人，而是社会阶层的一员，是原子时代的萨满教徒，他们有能力给我们的行星布施善恶。

战争刚结束那一阵的研究，明显地得益于用于军事的一些科学进展。在洛斯阿拉莫斯、橡树岭和芝加哥（阿尔贡）等地的实验室，起先都是为与战争相关的工作而建立的，它们被允许继续存在，而且逐步转向发展纯粹研究的计划。劳伦斯很好地利用了曼哈顿工程特区 472 (MED)的首长格罗夫斯将军对他的高度尊重，继续促进在过去的几年里完全用于战事的、设在伯克利的辐射实验室（现在的劳伦斯辐射实验室）的研究工作。1946 年，对伯克利的电子同步加速器计划的拨款数额达 500 000 美元，当时仍然由军队出资；实施的指令是由设在橡树岭的 MED 办公室发出的。[2] 格罗夫斯还批准了 170 000 美元，以使 184 英寸的回旋加速器得以完工①，并且他还亲自从其他的军用计划，以剩余物资的形式，转让出价值几十万美元的雷达设备和电容器。[3] 这样巨额款项的运用，对于那些对大萧条时期紧巴巴的日子记忆犹新的人们说来，的确是一次冲昏头脑的新鲜体验。

1946 年那段日子的另一件新鲜事是，第一次有多所大学为了联合经营管理耗资昂贵的研究事业而进行合作。这一年初，来自美国东部的 9 所大学的代表聚到一起，商讨怎样分担在反应堆和加速器物理学、辐射化学和核医学方面的研究工作，而这些研究在他们各自的研究机构里，都因为受到财力上的限制而无法单独做到。会后，一封署期为 1946 年 1 月 19 日的信函，被送到格罗夫斯的办公室，建议设立一个区域性的核物理实验室，用联邦基金运作，由各大学联合管理。1946 年 7 月 18 日，这一合作以“协作大学公司”的名称开始运作。实验室最终选址在厄普顿营地，它是一处军队的设施，现在称为布鲁克海文国家实验室（BNL）。当民间团体美国原子能委员会(AEC)取代 MED 时，它的最早行动之一就是批准[4] 正式建立 BNL

---

① 第 17 章，(b)节。

(1947 年 1 月)。这个研究机构发展成一个多种目的的实验室,进行生物学、化学、工程、医学和物理学等诸方面的研究。

在布鲁克海文之后的下一个大胆尝试是国际性的。

1950 年 6 月,参加在佛罗伦斯举行的 UNESCO(联合国教科文组织)会议的美国代表团,发起一项动议,它的开头[5]是这样写的:"为了使得探求新知识的科学家得到更多的和更富于成果的国际合作,理事长受权协助和鼓励组建区域性研究中心和实验室,其所做的研究,是该地区的任何一个国家的单独努力都不足以完成的。"

在形成决议的发言里,参加过起草决议,并且在建立 BNL 时起到关键作用的拉比强调,欧洲是一个特别合适的地区,而物理学是一个适当的领域。[6]

473

1950 年之前,在那些主要的欧洲物理学家的脑子里,已经有了同样的想法。他们相信只有靠联合的力量,欧洲的科学技术才能跟上其他地区发展的步伐,才能减缓智力的流失。此外,这一想法还具有一种象征欧洲团结的巨大吸引力。经过了许多细致复杂,有时甚至紧张的协商,1952 年 2 月 11 个国家在日内瓦签署了一项关于建立一所临时机构 CERN,即欧洲核子研究中心的协议。

1954 年夏天我第一次访问 CERN 的时候,它的总部仍然暂时设在日内瓦机场的科因特林别墅里。靠近梅林的永久场址已于去年 5 月破土动工。CERN 的正式成立日定为 1954 年 9 月 29 日,那一天从各成员国收到了足够数量的协议批准书。

CERN 的第一个加速器(600MeV)是在 1957 年投入运行的。30 年后的现在,CERN 已经跻身于这个领域的极少数主要中心之列,产生了迄今在实验室里达到的最高的有效能量,并且成为欧洲通过资源共享而达到高度成就的最成功的例子。

在 CERN 正式成立的同一个月里,14 家美国研究机构联合组成中西部大学研究协作组织。这些合作体之间,总体说来处于友好和互相尊重的竞争关系。

我再回到刚刚结束战争的那几年，简单评述一下加速器设计方面的进展。那时，美国凭借其“作为战时遗产的巨大的新器械”[1]，在这方面的发展远远超前于其他国家。1948 年年中，美国装置了 60 台高能加速器（从几 keV 起）而在世界其余地区则只有大约 50 台。在本土受害最为严重的苏联，那时只有 4 台范德格拉夫静电加速器，以及一台产生 1.8MeV 的回旋加速器。伯克利以 380MeV 的 α 粒子处在领先地位。[7]

关于加速器的新想法要回溯到战争年代。有一篇 1945 年 12 月完成的文章[8] 描述道：“有 6 种装置预期能够得到大大超过 200MeV 的能量。”这些装置①都在教科书里有说明。[9] 在这一章里，我将主要叙述环形质子加速器的进展，而把直线加速器和储存环留到第 21 章再讲。

1. **同步回旋加速器**（SC）。再一次考虑②劳伦斯的回旋加速器的原理： 474

$$\nu=\frac{eB}{2\pi m} \tag{19.1}$$

这一公式支配着具有电荷 e 和有效质量 m 的粒子，从一台回旋加速器的中心沿螺旋式的轨道向外延展的运动。记住：B 是垂直于其轨道的磁场，ν 是使得粒子在穿越两个 D 形盒之间的缝隙时，能得到加速推动的射频电源的频率。在螺旋式束流中前进的粒子，比靠近中心源的那些粒子，具有更高的能量，但所有的粒子仍然都遵从(19.1)式：所有粒子并不具有相同的能量，但它们仍然与加速频率保持相同的相位。

以前已经提到过，只要 m 是与能量无关的，上面所讲的都成立；

① 它们是：电子感应加速器，同步加速器，电子回旋加速器，线性共振加速器，线性波导加速器，和相对论离子回旋加速器。

② 参看第 17 章，(b)节，特别是(17.9)式。

对质子说来，在能量$\lesssim$25MeV 的时候，就非常接近这种情况。在较高的能量下，m 对粒子速度 v 的相对论依赖关系(m_0 是静止质量)

$$m=m_0/\sqrt{1-v^2/c^2} \tag{19.2}$$

就起作用了。较高能量的粒子到达缝隙的时间变迟了，它们得不到再次加速推动。补救的措施是很清楚的：把具有某一个固定 m 值的一些粒子放在它们的轨道的某一点上，并且调配 ν 和 B，使得那些粒子保持正确的相位。例如固定 B，适当地降低 ν。这就是同步回旋加速器即频率调制的回旋加速器的原理：变小的 ν，恒定的 B，螺旋式轨道。

然而，如果仅此为止，也不会走得很远。精确地调准 ν 以适应 m，这意味着只有极少数粒子会达到高的能量。这一情况由于相位稳定原理而得到纠正，该原理是由维克斯勒[10](V. I. Veksler)在 1944 年以及麦克米兰[11]在 1945 年独立提出的。① 这一想法大抵是这样的：射频电源在缝隙处产生一个势 $V=V_0\sin\phi(t)$。三个粒子 1,2,3，它们都有选定的质量 m，在到达缝隙处时，其相位分别是 $\pi/2<\phi_1<\phi_2<\phi_3<\pi$。让粒子 2 同步，即是说，它会以同一相位 ϕ_2 转回来。粒子 1 来得太早，得到的推动要比 2 大些，因而运动到一个较大的轨道，故此会在下一次到达得稍晚一点，其相位会较接近于 ϕ_2。粒子 3 来得太晚了，得到的推动要比 2 小些，因而运动到一个较小的轨道，故此会在下一次到达得稍早一点，其相位也会较接近于 ϕ_2。于是这些相位倾向于聚拢在一起，这些粒子则倾向于同步。

在持续地降低 ν 发送出一串粒子之后，必须重新升高这一频率，然后重复进行同一步骤。于是，与回旋加速器不同，SC 是以脉冲的形式送出粒子的。这种加速器的用处显然不仅取决于它所能达到的能量，而且取决于粒子的时间平均产额(流量)(同回旋加速器相比，其典型值要低约 1000 倍)，以及其负荷周期，即可以用来进行研究的有用束流时间份额。

475

① 其他一些人也声称早就有这一想法。[12]

这还不是全部问题所在。由于各种原因，粒子的轨道会在其轨道的平面上，在理想轨道附近摇来摆去，以及在垂直于此平面的方向上时起时伏。只要这些不同的振动的频率低于沿轨道旋转的频率，则(能够证明)可以通过适当减弱在半径方向上的 B 来进行控制，以保持在轨道上运转。这种技巧现在称为弱聚焦。这些频率的约束，是限制一台 SC 可以达到的能量限度的两个主要因素之一。另一个因素则是磁铁的重量，它随能量的三次方而增长，并且在 GeV 的区域内，这一重量会很快达到足以建造一艘战舰那么大。SC 的有效极限是 700MeV 左右。

伯克利设计的一台 184 英寸的单 D 形盒的回旋加速器——它一直无法运行！——被改装成一台 SC；它差不多在第一次试车时就成功运作，并且在 1946 年 11 月产生出 190MeV 的氘和 380MeV 的 α 粒子。它后来又升级到 720MeV。在那段时间里，几台美国的 SC，以及 CERN(600MeV)和杜布纳的联合核研究所的一台(680MeV)SC，都投入了运行。

2. 弱聚焦同步加速器。原理：ν 增加，B 增加，近似的圆形轨道。我们再次运用(19.1)式，现在将 ν 和 B 都同某一 m 值相配合，并且利用相位的稳定性。B 的升高使得粒子保持在半径几乎恒定的轨道上，而不是先前的螺旋式图样。这种安排取消了设在早期回旋加速器中心的巨大磁铁，主要好处是节约了资金。取代中心磁铁的是围绕一个汽车轮胎式的环形真空室，装备许多小得多的磁铁。与先前的设备不同的是，现在粒子必须从外面注入进去。

由于在铁材料里有小的剩余磁场和其他的磁体缺陷，很难在接近零场时精确地控制 B，因此，必须用一个较简单的装置，把要注进去的粒子预先进行加速。于是，粒子的注入和束流的抽取，带来了一些新的技术问题。

1946 年在英国第一次将这种加速器应用于加速电子。[13] 1945 年构思出来的[11]麦克米兰的电子同步加速器，在 1949 年达到了

320MeV。第一个实验[14]是用高能 X 射线来产生介子，这些 X 射线是电子在它们的弯曲路径上发射出来的所谓同步辐射的一部分。审慎地选取机器的参数，可以使伴随出现的能量损失保持在低水平上。这种损失效应同$(E/m)^4/R$成比例，这里的 R 是轨道的曲率半径。选择大的 R，低的 B（～3 千高斯）和高的射频功率，能够达到～20GeV 的能量。

476 第一台质子同步加速器是科斯莫加速器(3GeV)，接着有设在伯明翰(1953 年，1GeV)、伯克利(1954 年，6GeV)、杜布纳(1957 年，10GeV)、萨克雷(1958 年，2GeV)等地的同类型加速器投入运行，后来又造了一些。那时候还提出了一种关键的新思路，打开了通向更高能量的康庄大道。

3. 强聚焦：变梯度同步加速器(AGS)。上面所说的对围绕理想轨道所做的振动的频率约束，变得越来越难于维持了，而相应的束流强度也受到损失；能量越高，即束流的回转频率越高，情况就越严重。当有关条件不再成立时，弱聚焦就不能工作了。在这种情况下，使摇摆聚好了焦，就会使起伏散焦，反之亦然。1952 年柯朗(E. D. Courant)，利文斯顿和斯奈德突然想出[15]一种奇妙的方法来解决这个问题，这一方法现在叫做强聚焦。① 他们发现，在水平方向和垂直方向之间使一种强梯度的 B 作一些巧妙的变化，就可以同时使那些摇摆和起伏受到阻尼减弱。在其他方面，AGS 与弱聚焦的型式相似(B 和 ν 都随时间增加；轨道具有一个几乎恒定的半径)。强聚焦还有经济方面的巨大好处：那些振动的强烈阻尼使得有可能使用更小的真空室截面，因而只需要较小的磁铁和较低的每 GeV 的成本。②

---

① 后来得知在克利斯托菲洛斯(N. Christofilos)的一份未发表的报告里，已经预见到这种想法。[16]

② 例如，科斯莫加速器的真空室的截面是 6×26 英寸，外面包围着一些 8×8 英尺大小的磁铁，其总重有 2000 吨。而布鲁克海文的 AGC(33GeV)的这些参数相应是 3×7 英寸，3×3 英尺和 4000 吨。这样，要达到高十倍的能量，只需要两倍数量的铁。

这种新的技术，又一次既可用于质子，也可用于电子。第一台用于电子的这类机器在康奈尔(1954 年，1GeV)完成，接着是 CEA(麻省理工学院一哈佛大学，1962 年，6GeV)。其他的这种装置则设置在汉堡(Desy，1965 年，7GeV)、利物浦附近的德斯堡(Nina，1967 年，4GeV)、埃里凡(Arus，1967 年，6GeV)和康奈尔(1967 年，10GeV)。

当今最高能量的加速器是 AG 质子同步加速器。这种加速器的头两台，即在 CERN 和 BNL 的两台，具有的能量大约是 30GeV，它们是在 1960 年前后建成的。那时，已经提出了要建造在超过 100GeV 的能量上运转的加速器的想法[17]。这些都在 70 年代付诸实施，但在美国，免不了受到包括美国议会、各州州长和白宫在内的各种政治权术的操纵。那个故事应当由参加者们去讲述。然而，我确实希望在这里举出一系列的事实和日期，以表明物理学从贝克勒尔时代开始，已经有了怎样的变化。在发现放射性的那个时候，一切全靠他自己，只用一点铀盐和一张感光底片作为工具就足够了。

1963 年，由 AEC(美国原子能委员会)的总顾问委员会和总统科学顾问委员会联合任命的"拉姆西(N. F. Ramsey)专门小组"，提出建造一台 200GeV 的加速器。

1965 年 2 月，美国国会的原子能联合委员会提出一份关于高能 477 物理学的国家政策的报告[18]。① 3 月，国会委员会举行关于高能物理学计划的听证会。6 月，成立一个新的协作组织——大学研究协会(URA)，它现在包括美国和加拿大的超过 50 个研究机构。

1966 年，从 200 多份建议中，美国国家科学院选址委员会决定在一块占地 6800 英亩的地方建立实验室，自 1974 年开始，那里被称为费米国家加速器实验室(FNAL)。

1968 年 1 月，经过美国国会批准，并由 AEC 具体执行，在 AEC 和 URA 之间签署了一项合同。6 月，R. 威尔逊担任所长的职位。

① 这一报告包括了拉姆西专门小组以及早期的一些类似小组的报告。

12月，第一幢建筑物破土动工。

1972年，加速器在2.5亿美元的建造预算内建成，达到200GeV。

在以下这张关于AG质子机的不完全的表里，[①]列出了在不同的时期所达到的最高能量(用GeV做单位)，在括号内的长度表示机器的周长的大约值。

CERN，1959(PS)：	28	(0.8千米)
BNL，1960(AGS)：	33	(0.8千米)
塞普缂夫，1967[②]：	76	(1.6千米)
FNAL[③]，1972：	200	(6.4千米)
CERN，1976年6月17日(SPS)：	400	(6.4千米)
FNAL，1976年5月14日：	500	
1984年：	800	

最后的一项，现在被称为特瓦加速器(Tevatron)(原先叫做能量倍加器/储存器)，最初它是由威尔逊设计的，后来被继任者利德曼(L. M. Lederman)改进成现在的样子。这是一个直接装设在“老”环下的新环，一条被990个超导磁体(最后一个磁体是在1983年3月18日安装到位的)包围着的环形真空腔，它由一套致冷系统冷却，这套系统可以用泵使“降到4.5K超低温的液态氦流”[19]通过环体。这台机器计划达到1TeV，即1太电子伏，它等于1000GeV或者1.6尔格。

前面已经提到，要达到高的能量，必须注入预先加速了的粒子。那就演变成了一连串的复杂事件。这一代的最高能量的加速器变成

---

① 其他还有：在普林斯顿的PPA(3GeV，1962年)；在哈尔威的尼姆罗德(Nimrod)(7GeV，1962年)；在阿尔贡的ZGS(12.5GeV，1962年)，一种变型(采用“边沿聚焦”)；在日本的KEK(12GeV，1976年)。

② 这台加速器的完工是为了赶上向十月革命50周年献礼。

③ FNAL和SPS两台机器运用偶极磁铁来使束流弯曲，运用四极磁铁来使束流聚焦。

了下一代加速器的注入器。这就是在特瓦加速器上发生的事。首 478
先，一台考克饶夫一瓦尔顿加速器把从一个离子源射出来的质子加速到 0.75MeV——这正是 40 年前考克饶夫和瓦尔顿在他们的第一个核嬗变的实验中所得到的能量。这些质子被注入到一台直线加速器，在那里它们达到 200MeV。下一步再注入到一台 8GeV 的同步加速器，然后进入“老”环，把它们降到 150GeV。最后束流进入那个新环。现在已经有计划将特瓦加速器作为未来方案的注入器了。

对加速器发展进程的这一趟走马观花式的一瞥，远不足以表述现代高能实验室的错综复杂的发展历程，因为这本身就需要写出其篇幅与本书不相上下的另一部著作。在这里我只能随意讲几点体会。

必须强调的是，机器越来越大是不可避免的，但精确性才是关键所在。1960 年，AG 机器的一位建造者写道：“必须特别注意磁体单元的安放定位……其位置的方均根误差，对 25GeV 一类的机器，不要超过约 0.5 毫米……对基础稳定性所要求的程度，是在建筑业上前所未闻的。”[20] 即使动员了所有可以想像得到的保证精确度的措施，通过环形真空室的高能束流的共轴性，仍然一半是技巧，一半是艺术。这里确实有一大堆对付摇摆和起伏的数学分析。然而，这一问题是这样微妙和复杂，以致在新的机器第一次试行运转时，就常常会有一些未预见到的扰动出现。要降服它们，得靠技艺才行。

加速器产生出一袋子各种各样的粒子。当能量提高后，要分离不同品种的粒子就越来越难了。分离它们的装置的长度甚至可能超过 1000 米。

当能量增加时，为防止辐射对人身的伤害以及对实验的影响所需要的屏蔽工作，要求得更严格了。劳伦斯当初可以忽略这一问题，但在后来很长一段时间，都要求把加速器环埋入地下隧道。

在加速器发展的同时，需要用来处理其射出物的探测器亦随之发展。战后的第一种新型的探测器，由于它适中的尺寸和使用了闪烁效应，应会使卢瑟福感到满意。在他那个时代，当一类固体迅速地吸收了闪光之后，会观察到闪烁。后来发现某些有机晶体(如萘、蒽

等)对它们自己的荧光辐射是透明的,人们可以大量利用这些晶体,把辐射送到一个光电倍增管去。于是就创制出闪烁计数器。[20a] 接着是切仑柯夫计数器和扩散云室。然后,跟着出现了大得多和复杂得多的一些新的探测器。在(e)节里将要对它们作进一步论述。

479 **(b)人造 π 介子**

当 1947 年 5 月鲍威尔小组宣告他们在宇宙线中发现了 π 介子的时候①,他们没有提到这些新粒子从 1946 年 11 月起就已经在实验室里产生出来了,即是说,用伯克利的加速到 380MeV 的 α 粒子产生出来的。在 1947 年 6 月设尔特岛会议上,也没有对这一事实加以讨论。对此缄默的原因很简单:π 介子正在制造出来,但谁也不知道。这种情况一直持续到 1948 年 3 月。至少有四个原因可以解释为什么从制造到识别 π 介子需要一年半之久。

第一,正如塞伯尔告诉我的那样,由于劳伦斯风格的影响,②伯克利小组主要的努力集中在 SC 的准备工作上,而很少注意建造检测仪器。

第二,即使他们有了探测器,他们也会需要时间来熟悉一个新进入的能量领地。这是在实验粒子物理学里经常存在的一个问题。一个新的机器,如果没有用来分析其产物的设备的话,就只是一件死气沉沉的怪物。几乎每次在能量上的进展,都会提出新的探测器问题。

第三,由于背景和适应性的原因,即使当一些实验能够在机器内部做的时候,把束流引出来明显更为可取。这又是一个问题,它要求几乎每一台新加速器都要有特制装置。对伯克利的 SC 说来,直到 1948 年才解决这一问题。[21]

最后,这里还有一个尚待澄清的定性的理论观点。一个

① 第 18 章,(b)节。

② 第 17 章,(b)节。

380MeV 的 α 粒子在打击一个静止的核子时，实际上并没有足够的能量（每个核子只有 95MeV）产生出 π 介子。然而，当它同一个足够重的原子核碰撞时，原子核内一个核子的内部动能足以产生 π 介子。这个现在称为费米运动的效应，直到 1947 年夏天才由麦克米兰（W. G. McMillan）和泰勒作出判断。[22] 几乎在同时，塞伯尔告诉我，泰勒来找他，问他伯克利的机器是不是不可能产生出 π 介子。塞伯尔回答说，它肯定能够产生 π 介子，但还没有谁知道怎样找出它们。

随后，伽德内尔（E. Gardner）把一块碳靶以及一叠感光乳胶放到 SC 里边，希望能够看到类似于鲍威尔小组看到过的那些 π 介子的径迹。但仍然没有 π 介子。后来，1948 年初，布里斯托尔小组的拉蒂斯（C. M. Lattes）来到伯克利，他很快就由于所要寻找的东西而闻名——他立刻观察到了大量的 π 介子[23]。1948 年 3 月 30 日，我在波科诺会议上从塞伯尔所做的发言中，第一次听到这一发现的报道。

这些早期的实验在定量上仍然是不精确的。例如，给出的 π 介子质量是 $313 \pm 16m$（m = 电子质量）。同时期从宇宙线实验得出的最佳值[24] 是 $283 \pm 7m$，现今的最佳值是约 $273m$。与这些值相比较， 480
说明加速器物理学家们还没有完全准备好起带头作用，尽管他们手上已经有了巨大数目的 π 介子（其典型的数目 $\sim 10^8$）。直到 1950 年第一次在一个加速器实验里发现了一种新的粒子之后，情况才发生了变化。

那是中性 π 介子，即 π^0。在 1940 年已经提出①，这个粒子应当以下述方式衰变

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma \tag{19.3}$$

其寿命 $\sim 10^{-16}$ 秒。战事刚结束，就有人指出[25]，一些短寿命的中性介子可能会有助于解释巨大的宇宙射线空气簇射。接着，1949 年，在伯克利 SC 上的一次用质子轰击产生高能光子的实验[26]，表明光子的能谱和角分布不会是由于韧致辐射引起的。然而，质量 $\sim 300m$，半

① 第 17 章，(g)节，第 4 部分。

衰期<10^{-11}秒,按(19.3)式的方式衰变的一个中性介子的产生,将与所有数据符合。1950 年 4 月,斯坦伯格(J. Steinberger),潘诺夫斯基和斯特勒(J. S. Steller)运用以伯克利的电子同步加速器为射线源发出来的 X 射线,观察到可以归因于π^0产生,接着以小于10^{-13}秒的寿命进行2γ衰变的$\gamma\gamma$符合,从而为这一问题给出了确证。[27]这一年晚些时候[28],发现了反应

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n \tag{19.4}$$

由此可以推算出带电的π介子质量为$275.2\pm2.5m$,而π^0的质量则要小$10.6\pm2m$(现今值为$9m$)。这样就发现了 1938 年预言的同位旋三重态。① 现在,π介子物理学成了加速器物理学家们手里很有用的工具了。在随后的日子里,它发展成为专门的"介子工厂",这些加速器产生的π介子的强度值,一般都要比通用加速器大上$\sim10^3$到10^4倍。

到了 1950 年,测定π介子的自旋和宇称的时机成熟了。注意,(19.3)式的衰变意味[29]着π^0的自旋是偶的。根据这一事实结合 X 射线产生的带电和中性π介子的数据,以及$\pi^\pm$和π^0具有相同自旋一宇称的假设,人们在 1950 年就可以作出结论说[27],π介子是赝标量:零自旋,奇宇称。上面提到的假设当然是由同位旋的性质所要求的。当时,对同位旋不变性,还没有像不久以后那样建立起普遍的信心。[30,31]由此,我们看到那时对带电的和中性的π介子,采取了两种互不相干的方法来测定其自旋和宇称(当然这也是完全可行的)。

481 带电π介子自旋的情况,很好地说明了这种推理方式。② 考虑以下两种反应:

$$p + p \to \pi^+ + d \tag{19.5}$$

$$\pi^+ + d \to p + p \tag{19.6}$$

其反应截面分别是σ_1,σ_2。由于在同样的运动学条件下,两个过程的

① 第 17 章,(g)节,第 4 部分。

② 要了解用宇宙射线数据来确定介子自旋的早期尝试,请参看文献 32。

概率是一样的(细致平衡),于是有[30,31]

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2}=\frac{3(2S+1)}{2}\frac{k^2}{K^2} \tag{19.7}$$

式中的 $K(k)$ 是在各自的反应中质子(π 介子)的动量,而 S 是 π 介子的自旋。(19.7)式与 π 介子动力学的任何细节都无关;不需要动用所学过的量子场论的任何方程的知识。对这一章下面将要讲到的内容说来,最重要的是,我们可以从一些简单的一般性原理,得出关于 π 介子的许多性质;在这个例子里,用的只是细致平衡和普通量子力学里的其他一些简单的规则。

1951 年 6 月完成的实验[33],表明 $\pi^{\pm}$ 具有零自旋。对于确定所有 π 介子的赝标量性质的其他漂亮的论证和实验,我建议读者去看教科书。[34]

(c)介子场论陷入艰难的日子

1. 核力。 1948 年,粒子和场的理论看来是极有前途的。年初,施温格刚刚宣布了他关于电子反常磁矩的理论;3 月,第一次检测到人工产生的 π 介子;秋天,兰姆移位的理论值已经与实验相符。实验物理学家们明显热衷于用他们的新机器来做 π 介子物理。他们的努力得到丰富的回报。同样明显的是,理论物理学家们已经准备好,用那些已经在量子电动力学上得出那么多令人难忘的成果的新工具,去冲击 π 介子物理。然而,他们很快就深陷困境。

如我们曾经看到的那样,①介子理论产生于人们试图用场去理解核力的过程中;可以解释的一些早期数据,主要是氘核的一些性质和低能核子一核子散射。也得出了一些定性的洞见,具体地体现在核力的短程性、强度和自旋相关性等方面。由氘核的四极矩所显示的雪茄形状,要求有一种非中心力的成分。这也可以用一种特别的 482

① 第 17 章,(g)节。

理论来解释，虽然没有那么容易①：一个介子场的赝标量同位旋三重态 $\vec{\pi}$ 与核子的赝标量耦合 H_{int}：②

$$H_{\text{int}} = ig\int \bar{\psi}\vec{\tau}\gamma_5\psi\vec{\pi}\,d\vec{x} \tag{19.8}$$

这里的算符(π^+,π^-,π^0)由下式给出

$$\pi^+ = \frac{\pi_1 + i\pi_2}{\sqrt{2}}, \qquad \pi^- = \frac{\pi_1 - i\pi_2}{\sqrt{2}}, \qquad \pi^0 = \pi_3 \tag{19.9}$$

算符(π^+,π^-)产生(π^+,π^-)介子，并且湮灭(π^-,π^+)介子；而 π_3 则同时包含中性 π 介子的产生和湮灭项。这样，在知道 π 介子的自旋—宇称之前，而且事实上还在 π 介子被发现之前，(19.8)式的相互作用就已经有这层含意了。

尽管取得了这些有价值的定性成就，在那些年里核力的介子理论还全然不是一种让人放心的理论，即使在由于没有认识介子 π 和 μ 而引起的混乱得到解决之后，仍然如此。麻烦主要出自耦合常数 g 的大小。在(19.8)式里已经可以看出，核子之间的相互作用本质上与它们之间的相对速度/c 成比例，在氘核里这是一个小的比率($<1/10$)。因此对足够强的力来说，g 必须是比较大的，甚至是非常大的。40 年代估算出

$$\frac{g}{\hbar}\text{大约等于 } 15 \tag{19.10}$$

(1949 年贝特曾定为 40。[36])这非常糟糕。考虑一下这种推理的逻辑：(19.10)式是由狄拉克较好微扰论的老公式(15.33)推导出来的，即是说，以假定靠单个介子的虚交换传递核力为出发点。这一假设又是以与库仑力的类比为基础的，而靠单个光子的虚交换而传递的库仑力则正比于(用无量纲单位表示)

---

① 从赝标量理论推导出来的非中心力具有正确的符号，但是具有量子力学所不允许的 $1/r^3$ 的奇异性。对付这一麻烦的办法是，或者任意地在某一有限距离处将 r^{-3} 力截断，或者将赝标量介子与矢量介子混合。[35]

② 参看(17.52,53)两式，在那里对标量情况推出一种类似的结构。

$$\alpha=\frac{e^2}{\hbar}\simeq\frac{1}{137} \tag{19.11}$$

现在(正如我们已经看到的那样),即使在重整化理论诞生之前,凭借直觉也能明白,量子电动力学在 α 阶上的巨大成功,意味着多个虚光子的效应应当很小,而这种微小效应同 α 的小数值总有某种关系。与此呈强烈对比的是,如果我们相信由 g 的二阶项计算得出的(19.10)式,那么高阶效应必定会非常庞大,以至于"高阶"这一概念本身都变得毫无意义了:**麦克斯韦一汤川的类比垮台了。**至少可以说,写成 $g^2/\hbar c$ 的幂级数展开的微扰论变得毫无意义了。人们所能够希望的最好的挽救办法,是采用非微扰的方法;不过,在那时候还没有找到这种方法。 483

从此开始了四分之一世纪的关于强相互作用的不确定时期。那个问题到今天依然没有完全解决,而我们现在有很好的理由相信,汤川的介子场并不像电磁场那样基本,到第 21 章我会再回到这个话题上来。至于在 40 年代,人们的基调或许可以由罗森菲尔德[37]从莎士比亚的《麦克白》里选出的一句话来代表。1948 年秋天他在索尔维会议上的报告《核力中的问题》的开篇引语中说:"一会儿欢迎一会儿又不欢迎/实在难以调停。"

尽管人们在后来的岁月里进行了有效的努力,但核力从来没有成为有关基本相互作用的鼓舞人心的信息源泉。原子核的两体问题实在是太复杂了。

2. 质子和中子的磁矩。早在 1938 年,已经指出[38]下述实际序列

$$\text{核子}\rightarrow\text{核子}+\pi\text{ 介子}\rightarrow\text{核子} \tag{19.12}$$

提供了一个产生核子反常磁矩的威克机制①;这一想法在那之后的几年内又重新提了出来。[39]在成功地推算出电子的反常磁矩之后,这一问题便成为下一步追求的明确目标。从那之后,又发现了类似的

① 第 17 章,(g)节,第 1 部分。

应当能用(19.12)式作出解释的一种效应：电子—中子相互作用。这是设尔特岛上的另一件新鲜事，在那里拉比报告了它的第一个实验证据。[40]

在1948年底到1949年中，最少出现了六篇论文[41]，报告运用新的方法做出的核子磁矩的二阶计算，其中有一些还包括了对电子—中子散射问题的处理。这些本质上相同的结果是令人震惊的。我在这里只介绍对(19.8)式的相互作用所得到的结果。中子和质子的磁矩再一次要求巨大的 $g^2/\hbar c$ 值。更糟糕的是，不可能用同一个 g 值去拟合这两个磁矩。中子要求 $g^2/\hbar c$ 等于7，而质子则要求52。[42]在电子磁矩辐射修正至少在 α^4 的阶次上获得成功的那些年月里，相应的对介子的计算已经于1949年在 g^2 的阶次上栽了下去。

484 **3. 介子动力学和可重整化。** 几乎与此同时，二阶的计算也在进行着，出现的问题是，量子电动力学的普遍的重整化理论是否也适合于各种可能的介子场论。答案是：其中少数是这样，但多数则不是。

由开斯(K. M. Case)做出的第一个部分的结果是，[43]具有张量相互作用①的一种中性矢量介子理论，在质量和电荷的重整化以外，还有额外的一些无限大。于是，在 $j_\mu A_\mu$ 的通常相互作用外再加上一项 $f\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi F_{\mu\nu}$ 的量子电动力学，当 $f\neq 0$ 时的发散比 $f=0$ 时要厉害得多。事实上，很快就弄清楚了，当 $f\neq 0$ 时，这一理论是不可重整化的。②

介子理论的一般重整化性质，第一次由马休(P. T. Matthews)作出陈述，可以概括如下：

(a)所有牵涉带电介子的矢量和赝矢量理论，在存在着 g—或 f—耦合，或者同时存在这两种耦合时，是不可重整化的；具体相互作用形式请参阅(17.47—50)诸式。只有 g—耦合的中性矢量介子

① 实(自伴)的 A_μ 和 $f\neq 0$ 的(17.47)式。

② 那一项在第18章，(c)节里有定义。

理论是可重整化的。

(b)所有牵涉到带电介子的赝标量理论，在存在着 f—耦合时是不可重整化的；具体相互作用形式请参阅(17.44,45,49)诸式。

(c)只有 g—耦合的标量和赝标量理论是可重整化的。然而，除了质量、耦合常数①和波函数的重整化之外，有必要再加上一次，而且仅仅一次重整化。介子—介子散射的振幅显示出一种新的无限大(在相应的光子—光子散射里，由于规范不变性而不出现这种无限大[45])，并且必须把它作为一个附加的唯象参数(在某些固定的能量上)来处理。②

至于具有(19.8)式的耦合的对称式赝标量理论，在弄明白了它是少数几种可重整化理论之一这一事实后，也完全于事无益。我在这里最后重复一次：当“展开”系数 $g^2/\hbar c$ 够大时，可重整化的数学性质在物理上是完全没有用处的，用费米的话说：[47]“[具有赝矢量耦合的赝标量理论]是不可重整化的，而[具有赝标量耦合的赝标量理论]是可重整化的，因此这使得场论的高级教士们对此深感不满。[后一种理论]正确的可能性大约在5%至95%之间。”

这些话是在费米最后发表的著作(遗作)里摘引出来的，根据他于1954年夏天在一所后来以他的名字命名的学校里所作的讲演记录下来。几个月后他因胃癌去世时，只有53岁。物理学失去了一位20世纪的伟大人物，一位在仪器车间、实验室和理论物理学里都能驾轻就熟的人物。π介子—核子散射是他作出创造性贡献的众多领域中的最后一个。他的教导激励着两块大陆上的两代人。“他以英勇的态度接受死亡。”[48] 485

4. 自由介子过程。这是这篇冗长介绍的最后一部分。在30年

---

① 耦合常数重整化是一个更恰当的名称，在量子电动力学里叫做电荷重整化。

② 在一种中性标量介子理论里，三介子顶点还要求进一步的重整化。[46]

代后期和整个40年代期间，对π介子的产生、散射和吸收的二阶微扰计算，进行了可观的努力。当实验的结果刚刚开始涌现时，马尔沙克已经完成了这方面工作的优秀而深入的评述[49]。另一本以贝特的讲演为基础写成的书，是对直到1954年底有关这些计算同实验所进行的比较的最佳原始资料。我在这里摘引一些代表性结论，它们是π介子实验室里能量不超过大约100MeV的有关数据。

能量依赖于$\pi^+ p \to \pi^+ p$散射过程是“毫无希望的错误”。$(\pi^+ p \to \pi^+ p)/(\pi^- p \to \pi^- p)$的截面比，在50到100MeV的范围内原先预期约等于1，但发现在100MeV时约为7。而$(\pi^- p \to \pi^0 n)/(\pi^- p \to \pi^- p)$预期～2%－3%，但在100MeV时观察值～2%。[50]散射的角分布与实验不符。[51]光介子的产生好像充满了矛盾。[52]

无论怎么看，微扰的介子场论都是错的。新的理论战略还有待设想。本章的余下部分，包括了在整个50年代和60年代早期对这一尴尬处境的反应。

(d)对称性保留了下来，但仍留下缺憾

1. 同位旋作为一种自由漂浮的不变性。一种新的谱系。当我在第二届罗彻斯特会议(1952年1月11～12日)前一天的晚上遇到费米时，他兴奋地告诉了我他和他的合作者当时在芝加哥450MeV同步加速器上从事的工作：π介子－核子散射的先驱性实验。[53]他特别饶有兴趣地指出，在他们的π介子最高能量(～140MeV)处，散射看上去主要是在同位旋$T=3/2$态上进行的。当我问他，他怎么知道那一点时，他回答说，这些过程的散射截面$\pi^+ p \to \pi^+ p(\sigma_1)$，$\pi^- p \to \pi^0 n(\sigma_2)$和$\pi^- p \to \pi^- p(\sigma_3)$呈现的比例接近于

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 9 : 2 : 1 \tag{19.13}$$

而这一串数字，只要$T=3/2$起支配作用，就可以由同位旋推出来。听到这番话之后，我便告辞回到我的房间里验算这一结果。

由于核子(N)具有同位旋 $T=1/2$，而 π 介子 $T=1$，所以，运用角动量合成规则可知，一个 πN 系统有 $T=1/2$ 或 3/2。由于同位旋是守恒的(扣除电磁效应)，任何一个 πN 散射振幅 A，都是 1/2→1/2 的跃迁(振幅 $A(1/2)$)和 3/2→3/2 的跃迁(振幅 $A(3/2)$)的一种线性组合。于是，刚才提到的三种过程的振幅就可以依次写成 486

$$A_1=A(3/2)$$

$$A_2=\sqrt{2}/3(A(3/2)-A(1/2))$$

$$A_3=1/3(A(3/2)+2A(1/2)) \qquad (19.14)$$

我怀疑我当时是不是知道，这些关系式最早是由海特勒[54]在 1946 年给出的，而那时候要运用这些公式推导些什么，未免为时尚早。现在芝加哥的实验把这些公式盘活了，删去 $A(1/2)$，每一个截面 σ 同它的振幅平方 $|A|^2$ 成比例，于是便得出(19.13)式。

在 30 年代末，当凯默把同位旋和介子理论联系起来时，他坚持说同位旋不变结论的成立，与动力学近似无关。① 然而，在那些日子里，人们主要是用二阶微扰论进行计算的；我敢说在几乎所有人的脑子里，同位旋论证的真正普遍性退居到幕后了。到 1951 年，当人们利用伯克利在 N－N 碰撞和 N－核碰撞的 π 介子产生过程中得到的数据，并采用沃森(K. M. Watson)和布吕克纳(K. A. Brueckner)创始的同位旋方法[55]对这些反应作出分析后，得到了令人鼓舞的结果，于是一切都变了样。当我同沃森讨论这一工作时，我建议，同位旋对所产生的不同电荷的 π 介子平均数目 $\bar{n}^+$，$\bar{n}^-$，$\bar{n}^0$，应给出某种限制。他很快就得出了[56]“沃森定理”，即对任意核子－核子碰撞过程有

$$\bar{n}^+ + \bar{n}^- = 2\bar{n}^0 \qquad (19.15)$$

这一公式与(19.13)式一样，它同任意特定的状态无关，是同位旋的最早的精确预言之一。

1952 年，关于单个 π 介子产生、[57]多个 π 介子产生[58]和核物理学

① 第 17 章，(g)节，第 4 部分。

里的同位旋的分析的文章,就像雨后春笋般涌现出来。[59]①我相信,这种广泛的兴趣,是由于受到了在第二届罗彻斯特会议上对(19.13)式的讨论的激励。

实验发展刺激了对同位旋的关注,但同样不可忽视的是介子理论一片混杂。像(19.13)和(19.15)那样的公式,就好像是神赐的礼物;理论家们总算有点什么提供给他们的实验同行了。而且,由于同位旋与微扰论是完全不相干的,因而对需要用不同理论方法解释的对象,它可以看成是一种可靠的指引。当然,同位旋不足以告知我们应当怎样去解释,例如在芝加哥的实验里,某一能量上某一个状态占优势的事实。对称性保留了下来,但仍留下缺憾。

487

在 50 年代早期,由于同位旋研究而在粒子理论里开始兴起的新趋势,也许可以用这样的类比作出最好的说明:就像从麦克斯韦一洛伦兹理论抽取出洛伦兹不变性一样,从介子理论可以抽取出同位旋不变性来。在前一种情况下,方程组已经揭示出新的不变性,因而它们就变得比较容易理解,并且处理起来比较简单。而在介子的情况下,即使作为一种抽象手段的方程组变得高度可疑时,同位旋依然是有效的。最早在唯象核势中引入,后又收入汤川方程组的同位旋不变性,变成了一种急需合适的动力学的自由漂浮的不变性。这种型式的发展在随后的岁月里又重演过一次:从动力学方程组开始,抽取出它们的一些一般特征,然后把那出发点忘掉。

至于 πN 散射,后来的一些实验表明[61],它的截面在约 180MeV 处有一个很强的高峰,这儿几乎是纯 $T=3/2$ 的状态;然后高峰下降。这些实验是微扰论失效的另一个信号,即是说,微扰论不能用来处理这些高峰。此外,还得到了有关高峰处的角度分布资料。正如芝加哥小组所指出的那样[53],如果主要是处在一个角动量 $J=1/2$ 或 3/2 的状态上的话,这种角分布应当是各向同性的,或者按 $1+3\cos^2\theta$ 的式样分布。结果表明,后一种分布接近于实际情况。[62]于

① 关于核物理学里的同位旋分析,请参阅文献 60。

是，在高峰处，散射主要是在 $T=J=3/2$ 的状态，后来称它为 33 共振，并且用 Δ 来做标记，它是一个具有以下几种电荷的多重态（核对 πN 组合的电荷）

$$\Delta^{++},\ \Delta^{+},\Delta^{0},\Delta^{-} \tag{19.16}$$

这段关于发现 Δ 及其性质的扼要叙述，实在是过分地简化了。详细的分析需要在各个不同的（T,J）态上散射的相位移动的知识。这是一个会导致多种解释的问题，引起了许多争论。[63]但是很快就达成一致，在高峰处（3/2，3/2）相位占主要地位，在那里“共振”值达到 90°。①

在 πN 散射中，Δ 所起的作用可以表示成如下的一种（实的而不是虚的）形式：$\pi+\mathrm{N}\to\Delta$，接着是一次衰变：$\Delta\to N+\pi$。对 Δ 态不仅能够指定有同位旋 T，自旋 J 和宇称（偶），还能够指定有质量～1230MeV/c^2 和寿命～10^{-23}秒。后面这两个数值是分别从共振峰的位置和宽度（～115MeV）得出来的。于是，Δ 具有诸如中子那样的不稳定粒子的各种属性，只有寿命极短这一定量上的差别。好几年以后，物理学家们才适应了共振与不稳定粒子之间没有什么真正区别的观念。② 488

2. 反核子；核子守恒；电荷和质量公式；破缺定则。伯克利的贝法加速器（bevatron）设计用来把质子加速直到 6GeV 的实验室动能，通过如下反应过程足以产生反质子（$\bar{\mathrm{p}}$）所需的、超过 $6Mc^2$（$M=$核子质量）的能量

$$\mathrm{p}+\mathrm{p}\to\mathrm{p}+\mathrm{p}+\mathrm{p}+\bar{\mathrm{p}} \tag{19.17}$$

一切按计划进行。1955 年发现了 $\bar{\mathrm{p}}$，[66]接着在 1956 年它又被作为粒子源，通过以下过程产生反中子（$\bar{\mathrm{n}}$）[67]

$$\mathrm{p}+\bar{\mathrm{p}}\to\mathrm{n}+\bar{\mathrm{n}} \tag{19.18}$$

① 关于散射过程中的共振，请参阅标准的教科书。[64]

② 请特别参看安德森（H. L. Anderson）1980 年发表的一篇论文[65]后面的讨论。

现在定义一个“核子数”B，指定核子(反核子)的核子数为$+1(-1)$。(19.17)和(19.18)两式满足左方的核子数B的和与右方相等的规则。这个规则就是核子(数)的守恒。

1929年当韦尔猜测①狄拉克方程的负能态同质子有某种关系时，他对这一守恒原理有过最初稍许的思考。他说道：“应当有两种电性的守恒定律，它们(以量子化的形式)要求电子的数目同质子的数目都保持恒定。”[68]韦尔的世界只包含质子、负电子和光子这三种基本粒子，因而核子守恒的物理含义是：**质子是稳定的**。这一规则在那个时候始终是成立的。1938年，斯图克尔伯[69]则将这一原理构筑在一个更加现实的陈述之上：“除了电荷守恒定律之外，显然还存在着另一条守恒定律：在物质的任何转变当中，至今没有观察到重粒子(中子和质子)嬗变为轻粒子(电子和中微子)。因而我们应当要求有一条重荷(heavy charge)守恒定律。”②

由韦尔和斯图克尔伯指出的电荷和核子数的这两条可加性守恒定律表面上的相似性，导致了这样的猜测，[71]即会有一种类似于电磁势的中性矢量场，通过一种局域的规范原理同核子数守恒相联系。这些想法并没有走得很远。事实上现在相信，核子守恒也许不是严格成立的(参看第22章)。然而，假如存在这些破缺，它们也被限制在很微弱的程度，因而不会影响到有关强耦合和电磁耦合的可测量到的结论；而在这两种耦合里，B被看成是和电荷量子数Q一样好的一个量子数。

489 注意，反核子具有$T=1/2$，而从(19.17)和(19.18)两式可以得出，对$\bar{n}(\bar{p})$有$T_3=+1/2(-1/2)$。因而，对核子($B=1, T=1/2$)，反核子($B=-1, T=1/2$)，$\Delta(B=1, T=3/2)$和π介子($B=0, T=1$)有

$$Q=T_3+\frac{B}{2},(T_3=-T,-T+1,\cdots\cdots,+T) \quad (19.19)$$

---

① 第15章，(f)节。

② 后来维格纳也给出了类似的阐述。[70]

由于 B 是一个同位旋标量，(19.19)式意味着电磁相互作用按照一种特别的“破缺定则”的方式，不遵循同位旋不变性：这些相互作用是同位旋矢量和同位旋标量耦合的一种相干的混合。即使在存在同位旋破缺的情况下，靠这一知识也足以从同位旋推出一些重要的结果。这里的关键是，在一个良好近似的程度上，可以用 e 的最低的非零阶次来讨论电磁效应。**练习 1**：仅由上述的最后限制可知，两个核之间的单光子跃迁仅当它们之间的同位旋之差 $=0,\pm1$ 时，才有可能发生。[72] **练习 2**：仅由上述的最后限制可知，过程 $\gamma p\to p\pi^0$ 同 $\gamma p\to n\pi^+$ 的截面比，当 $T=3/2$ 为主时等于 2，这是在认出 Δ 时要用到的一个重要的结果。[73] **练习 3**：到 e^2 的阶次，在一个给定的同位旋多重态里的质量 $m(T_3)$，是按下式分裂的

$$m(T_3)=\alpha T_3^2+\beta T_3+\gamma \tag{19.20}$$

这一公式最早由温伯格和特赖曼（S. B. Treiman）应用于粒子物理学。[74]

同位旋对称性保留了下来，但仍留下缺憾。特别是，当参加反应的粒子数目增多时，同位旋的预言能力就减弱了。$\bar{p}p$ 湮灭到 n 个 π 介子的过程，就是一个恰当的例子。例如考虑 π 介子的数目 $n=6$（这全然不是一个过高的数字）。即使是两种可能的同位旋跃迁（$0\to0$ 或 $1\to1$）中的一种占主要，我们仍然对 6π 系统知之甚少；因为，系统可能处在 $T=0(1)$ 的 15(36) 个线性无关状态中的任意一个。对给定的 n，这些态的大单元分成各种可能的电荷配分时，具有相同的分支比，因而这种复杂情况会有一些小小的改善。这就使得有可能[75]对给定的 n，确定出对带电径迹支线数目的限制。对 e^+e^- 通过单光子的湮灭过程 $e^+e^-\to\gamma\to n\pi$，也可以做出类似的分析。[76] 多 π 系统对玻色统计效应的观察还有些用处：同样电荷的 π 介子喜欢比不同电荷的靠得更拢些。[77]

3. **G 宇称**。1952 年，约斯特和我注意到[78]一条新的选择定则，它

是以同位旋和电荷共轭不变的有效性为基础的，此外并不需要其他什么假设。它的最简单的（但不是最普遍的）表达是，偶数个中性 π 介子不能转变为奇数个中性 π 介子，反过来也一样。我们是因为看到在几篇较早的文章里[79]，最低非零阶次的微扰论计算表现出这种结果，而把注意力转到这一问题上的。

490

以上论点十分重要。在电荷共轭变换① C 下，按照(19.9)式：$\pi_3 \to \pi_3$，$\pi^+ \to \pi^-$ 或 $\pi_2 \leftrightarrow -\pi_2$。于是，$C$ 就是对同位旋空间中的 13 平面的一种反射。绕同位旋空间 1 轴旋转 180°（操作 R_1），然后，再一次运用(19.9)式，$\pi^+ \leftrightarrow \pi^-$ 和 $\pi_3 \to -\pi_3$。因此，上面提到的结果表明，在乘积操作 CR_1 下，$\pi_3 \to -\pi_3$。于是，中性 π 介子的规则结合电荷守恒就意味着，不管是什么电荷，偶数数目的 π 介子不能转变为奇数数目的 π 介子。接着，米歇尔(L. Michel)指出[80]，能够用在 C 乘上 R_2（绕同位旋空间 2 轴的一个 180°旋转）下的不变性表示这种变换，其作用是使所有电荷的 $\pi \to -\pi$。他把 CR_2 用于具有确定自旋一宇称的初态的核子一反核子湮灭。李政道和杨振宁也这样做了[81]，他们为 CR_2 操作起了一个现在通用的名称：G 宇称。

(e)新谱系和新探测器的时代

我这样详细地讲到 33 共振，是因为 1952 年它在改变 π 介子物理学的思路方面起到过决定性的作用。现在知道，这种共振只是一大群共振当中的一个。（注：奇异粒子留到下一章再讲。）

π 介子一核子散射实验迅速地推进到更高的能量。1953 年末，库尔(R. L. Cool)、马丹斯基(L. Madansky)和皮齐安尼已经报告了[82]在科斯莫加速器上得到的直到 1.5GeV 的数据。② 这些数据表明，在～1GeV处有一个 $T=1/2$ 的新散射峰。于是开始了对更高的核

---

① 第 16 章，(d)节，第 3 部分。

② 直到 1954 年末的数据表格，请参阅参考文献 83。

子共振的找寻,这是一个还在继续进行的过程。① 在最近的一轮计数里,这个新的谱系里已经产生了约 25 个 $T=1/2$ 的共振,以及差不多数目的 $T=3/2$ 的共振。J 的数值一直延伸到 11/2,而其质量则超过 3GeV。对那些高质量共振的分析是很复杂的,这是由于在那些任意给定 J 和宇称的高能量状态上低的相对权重,以及非弹性过程的缘故。给一个例子:在~1900MeV 处有一个 $T=3/2,J=5/2$ 的共振,它以 80%的概率衰变到 $2\pi+\mathrm{N}$。直到今天,还没有一个理论能够稍微精确地定量说明这些大量的谱线。人们只好满足于一些模型。[85]

可是,从 1961 年开始,接连迅速地发现了三个介子共振,由此揭开了新谱系的另一篇章。第一个迎来的是 ρ 介子($T=J=1$)[86],它是一个质量 $M\simeq770$MeV 和宽度 $\Gamma\simeq150$MeV 的共振峰,在 $\pi+\mathrm{N}\to2\pi+\mathrm{N}$ 反应中产生的($\pi^+\pi^-$)分布中看到的。(其静止质量的不变量定义为:

$$M^2c^4=(E_1+E_2)^2-c^2(\vec{p}_1+\vec{p}_2)^2 \qquad (19.21)$$

式中的两个 E 和两个 $\vec{p}$ 是在实验室里观察到的 π 介子相应的能量一动量。)接着是 ω 介子($T=0,J=1,M\simeq783,\Gamma\simeq10$)[87],最先是在 $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p}\to5\pi$ 的过程中看到的 3π 峰;最后是 η 介子($T=J=0;M\simeq549$, 491 $\Gamma\simeq1$keV)[88],它是在过程 $\pi^+d\to\mathrm{p}+\mathrm{p}+\pi^++\pi^-+\pi^0$ 中的 3π 峰。所有这些发现,都受益于探测技术上的一项重要进展:格拉塞(D. A. Glaser)发明的气泡室。

粗略说来,他的想法是这样的。对封在一个容器里的液体加压和加热,使其温度处在其正常沸点之上。当膨胀时,液体就处于热力学不稳定状态,会在带电粒子经过之处集结形成一些蒸汽的气泡。这样的粒子就留下了一些可以拍摄的径迹。格拉塞在 1952 年提出这一思想[89];一年之后,他发表了[90]从一个两立方厘米的气泡室内得

① 新近的评述文章见参考文献 84。

到的第一批径迹图片。① 和云(雾)室一样,(气)泡室也是一种影像探测器。然而,在灵敏度、快速循环、空间分辨率和高阻止能力等许多方面,泡室都要比云室强得多。对加速器物理学来说,泡室的一个特别的好处是,射束的到达时间能够同泡室的膨胀相匹配。

第一个高能泡室实验是在 1957 年发表的[92],它是在科斯莫加速器上做的,用液态丙烷做流体。然而,从各个方面考虑都显然应当挑选液态氢和氘,它们是研究基本相互作用的理想对象。第一个这种类型的、能够产生径迹的小尺寸原型,是 1954 年在伯克利建成的[93];在那里,阿尔瓦雷斯由于在战时参加过制造雷达和原子弹,所以习惯于制造大型设备,他决定要建造一个大尺寸的泡室。1955 年,他起草了一份 500 升氢泡室的建议书,后来这个泡室以"72 英寸"而闻名。这么大的一个探测器的计划,是基于一种合理的物理考虑:要观察到足够数目的新发现的长寿命粒子(参看下一章)的产生和随之发生的衰变。四年之后,花了 250 万美元,这个泡室终于投入运行;它配备了一套精心制作的、为使液氢保持在 −250℃ 的致冷系统,一块为了使径迹发生弯曲的 15000 高斯的磁场,一所独立建筑物,以及精心设计的安全措施。(后来,别处的一个氢泡室发生爆炸,导致一宗死亡事故。)

那时候,伯克利小组也准备应用新技术来扫描他们的照片和整理其数据。正如阿尔瓦雷斯在 1955 年所强调的那样[94]:"[数据分析]是全世界各地的云室和乳胶工作中的瓶颈……在大的泡室里,我们感兴趣的事件的发生率……要大得多。的确,一天的泡室运作抵得上'云室分析家们'忙活一年。"于是,他下结论说,径迹扫描和分析必须改变成半自动化;必须用计算机来分析和储存数据。这正是将要发生的事。正是这样的技术导致在 BNL 的氢泡室的照片上发现

492 了 ρ 介子,以及从那个 72 英寸装置得到的照片上发现了 ω 和 η。

我清楚地记得,有那么几位专家一开始对阿尔瓦雷斯的处理办

① 对早年工作的评述,请参阅参考文献 91。

法持有保留意见，他们觉得，新的方法会使得物理学家们背离原有的实验方法，而走向另一极端。他们是对的，而阿尔瓦雷斯也是对的。后来达成这样的认识：或者把新的风格作为不可避免的趋势来接受它，或者粒子物理将会衰退下去。不然的话，伯克利小组怎能独自在1968 年测量出 150 万个事件呢？

巨大的加速器已经改变了进行实验的风格，而巨大的、昂贵的和实际上不可移动的探测器则再一次改变了实验的风格。在许多场合里，不再可能再在一台台各自在家里做好而随身带去的探测器上做实验了，取而代之的是要使用一些已经在现场建造好的永久性探测器。

随着能量的增高，更大数目的末态可能被揭示出来，所有这些都记录在感光胶片上的某些地方。由于人们可以对同一卷胶片，或早或迟地提出许多问题，这些记录就必须像一个资料库那样保存下来："事件目录变成数据分析方案中的一个重要部分……只要有需要，就要用新的扫描资料、测量要求、改进或新的结果来更新总目录。"[95]我们可以从这种资料库里借出胶片，拿回家去，用自己的或者附近研究机构的扫描装置和计算机来进行分析。例如，约翰·霍普金斯大学就曾利用从伯克利借来的 100000 张图片发现了 η。

从来不容易和从来不便宜的高能物理实验，正在变得更复杂和更昂贵——这把我带到 50 年代一系列风格变化的最后一个入口。早些时候，为了建造加速器，需要建立联合体，现在为了筹款、执行和分析实验，也要形成一些联合体。一个较早的例子是，1958 年 7 个欧洲研究机构联合起来，分析从伯克利弄来的一堆胶片上的径迹，而这些胶片在贝法加速器上得到后，伯克利小组曾先行分析过。[96]

至于介子共振：现在知道有超过 40 个这样的同位旋多重态。至于泡室：又有更大的造出来。1970 年建成了 12000 升重液体的泡室"巨人"；1975 年建成了 35000 升液氢的泡室 BEBC（大欧洲泡室）；这

两个都在 CERN。至于探测器，现在使用许多新类型的探测器：火花室，多丝正比室，漂移室和流光室等等。我的介绍到此为止，并向读者介绍有关的参考文献。[97]

(f)量子场论有什么用？不确定的岁月

1. **多样化的年代。**我回到 50 年代早期的量子场论。我们已经看到，那时候电动力学看上去要好一些，而介子理论比起以前来说，要难对付一些。这一章的余下部分，用来阐述理论家们对介子理论所做的努力。

493

那是一种不寻常的情况。当我试图用物理学里一些过去的事例做比方，说明那个时候的 π 介子动力学的状况时，我发现我无法找到一个合适的例子。也许根本就没有这样的例子。它与经典力学不同，那里的方程是已知的，而一些突出的重要问题未曾解决，只是因为还没有聪明人去把它们计算出来。在 π 介子的情形中则恰好相反。人们会提出这样的问题：这些方程除了大部分是用来作定性的论证之外，是否还有什么别的意义？它不像老量子论的时代，明显需要重建物理学的基本原理。恰恰相反，在 π 介子的情况，没有理由从失败中得出结论说，一般性的原理或者甚至特定的汤川方程需要进行彻底的修改。它也不像 30 年代量子电动力学的那些沮丧日子，有许多要对付的问题，而用微扰近似作出的预言依然取得一个又一个的成功。在 π 介子的情况，没有一个单个的预言是可以同那些成功的结果相提并论的。在那期间，有典型意义的是第四届罗彻斯特会议(1954 年 1 月 25～27 日)上(佚名作者)所作的以下声明[98]："关于在什么情况下理论如何解释，你不能够作出任何一般性的预言。"

然而，那还不仅仅是不确定的岁月。关于新粒子和宇称不守恒(后面将要讲到)等等令人鼓舞的实验发现，促使许多理论家们投身于更迫切需要的现象学新分支。至于 π 介子一核子现象，一切变得越来越明白，它实际上只是应当包括更多粒子和更多场在内的一个

更大的计划当中的一部分。我现在准备给出这个时期的一个一般性特征。观察到的现象显示出显著增加的复杂性；用新的现象学规则对它们进行描述，变成一种重要的和富于成果的新型活动，但它们的动力学解释却落在后面，并且使人们感到灰心丧气。它一直保持这种状况，直到60年代中后期出现了一种对新旧参半的、并以夸克和胶子等术语表述的强相互作用粒子的新描述，才引起了一场戏剧性的变化。

那时候对这种复杂性和挫折，有一种引人注目的早期反应，即50年代出现的一些新层次的专门研究。到那时为止，那些投身于粒子和场的研究者们，有能力而且即将会对出现的全部问题进行探讨。在50年代早期，人们目睹了一些亚专门化领域的创立，每一个这样的专门领域都有它自己的从业人员和术语。这不是（或者很难说是）一种小范围活动。实际上，某一个领域的专家们会努力跟上别人进展的步伐，而不陷入到别人的具体问题里去，同时还有一小部分则继续活跃地从一个领域跳到另一个。在这种新的多样化局面中，人们认识到，需要努力从一些老的问题里发掘新的灵感。在非相对论性量子力学里，考虑了一个粒子被一个力心引起散射时，其微扰展开级数（玻恩近似）是否收敛的问题。[99] 在相对论性量子力学里，场论的公理体系被重新审查和提炼。[①] 起源于19世纪的一个论题——光的色散同吸收的关系，刺激了色散关系研究的兴起。还有更多的多样化会出现，因为有些人会坚持数学上的严密性，如公理化场论，而另一些人则情愿做训练有素的猜测，如在 S 矩阵的解析性理论中那样。在后一种情况，有些人只是把这些猜测当成试探性的，而另一些人则把它们当做一种新信念来接受。 494

那一时期对于相对论性量子场论的未来也并未达成一致意见。关于强相互作用，有些人相信理论是明显错误的，而其他一些人则勉强地借用它的一些概念。那时已经开始寻求不依赖于微扰展开的理

① 第15章，(a)节。

论的意义，①因为每一个人当然都同意，微扰论对强相互作用没有什么用处。概括地讲，问题是辨认场论(包括各种相互作用)里，有哪些方面是不依赖于耦合常数的大小的，并且追问从这些东西是否至少能够得出一些关于强相互作用现象的有限的预言。这一做法产生了一些有经久价值的答案，我将简短地讲到其中的低能定理和色散关系。后者的严格证明，在很大程度上要归功于公理式场论的专家们。

也是在这一时期，发明了一种新类型的场论，即非阿贝尔规范理论。我将在后面回到这个题目上来，它的有深远意义的后果不是一下子就能了解的。

在粒子和场的理论里，一些人走这条路，另一些人走那条路。情形历来都是如此，但我在一生中所看到的情况，没有比50年代更为多样化的。人们都说那一时期的收获，与其说是对物质的结构，不如说是对理论的结构达到了更深入的认识。这一节的余下部分将对某些主要的论题进行简要的概述②，而不追求面面俱到。在这些众多的题目里，我略去了公理式场论，我希望有朝一日可以系统地对它进行单独评述。

2. 费米在1951年的评论。 1951年10月，美国物理学协会组织了一个当代物理研讨会，作为她的12周年庆祝活动的一部分。费米作了《原子核》报告，并在讲话结束时谈了他对介子物理的看法[101]："当然，可能会有人很快给出介子问题的解，并且会用实验结果证实理论的众多详细的特征，以至于每一个人都清楚它就是那个正确的理论。这样的情况以前曾经发生过，以后也可能会再次发生。不过，我不相信我们可以做这样的指望。我只相信我们必须准备在一条艰

495

① 这种寻求包括研究一些简单模型的理论，通过它来对精确解与近似方法进行比较。[100]

② 读者可以跳过这些简述，而不会影响同以后各章的连接。

难的征途上跋涉……”他的保留仅仅有一部分是由于在本章已经描述过的困难所引起的:“当汤川理论第一次提出来的时候,有一种合理的希望,设想所有涉及到的粒子——质子,中子和 π 介子,都可以被合理地当做基本的粒子。当许多新的基本粒子不断迅速地涌现出来的时候,这种希望的基础就一点一点地崩溃了。”

费米一点都没有说错。真是任重而道远啊! 目前不再把质子、中子和 π 介子当做是基本的粒子,而是当做复合的粒子了。新的粒子和如何复合的问题将留到以下各章再讲,这里只做一点提示。费米 1949 年第一次建议说[102],π 介子是由核子和反核子组合而成的。这个在当时十分新颖的想法[103],由他和杨振宁合作完成。[104]但是,从那时起,核子和反核子而并非 π 介子是基本粒子的观念已经改变了:它们当中任何一个都不是基本的。

3. 半经典核子。这是最后一次把我们带回到战前介子理论的话题。1952 年 1 月的罗彻斯特会议上,在展示了 π 介子一核子数据之后的热烈讨论中,奥本海默议论说:“这是第一次对十年来写在书上的现象多少有了点醒悟,即认识到同位旋 3/2 和自旋 3/2 的一些松散的束缚系统。”[105]这指的是由温策尔于 1940 年提出的所谓强耦合理论[106],其中把核子看成是一个由经典(非量子化的)介子场构成的经典扩展源。记住①,在发现 μ 子前,已经提出了怎样去调和强的核力同弱的介子(那是 μ 子!)散射之间的矛盾的问题。提出强耦合的主要目的是要用它来对付这个虚构的问题。从现在看来,它唯一的好处就是引导出了关于 33 共振的猜想。②

强耦合的想法是这样的:将核子考虑成具有密度 $\rho(\vec{x})$ 和半径 a

---

① 第 18 章,(b)节。

② 关于强耦合的细节,请参阅参考文献 107。关于赝标量对称理论的特殊情况,请参阅参考文献 108。

的一个静止的经典扩展源,①通过以下相互作用

$$H_{\text{int}}=-\frac{f}{\mu}\sum_{\lambda=1}^{3}\tau_{\lambda}\int \mathrm{d}\vec{x}\rho(\vec{x})\vec{\sigma}\,\vec{\nabla}\phi_{\lambda} \tag{19.22}$$

496 耦合到一个赝标量介子三重态 ϕ_{λ}。这一表达式是(19.8)式的 γ_5 耦合的非相对论性半经典极限,其间有代换关系

$$\frac{f^2}{\hbar c}=(\frac{\mu}{2M})^2\cdot\frac{g^2}{\hbar c} \tag{19.23}$$

(μ 和 M 分别是 π 介子和核子的质量);而且,实质上用 ρ 去代替了 $\bar{\psi}\psi$。其中明显地忽略了核子反冲和核子一反核子对的形成。由 $\rho(\vec{x})$ 携带的自场激发出自能 $\sim f^2/a$、洛伦兹项以及由于量子化的自旋和同位旋的回转而额外出现的一些激发核子状态的谱。如果满足条件

$$\frac{f^2}{\hbar c}\gg 1\gg\frac{\mu c a}{\hbar c} \tag{19.24}$$

即是说,如果耦合是强的而源是小的,那么,对低的激发态,总自旋和总同位旋就有相等的数值 $j=1/2,3/2,\cdots\cdots$。$j=1/2$ 是物理核子,其他 j 值的状态具有比 $j=1/2$ 状态更高的能量,其数值由下式表示

$$E_j=\frac{12\pi a(\mu c^2)^2}{f^2}[j(j+1)-\frac{3}{4}],\qquad j\geqslant\frac{3}{2} \tag{19.25}$$

$f\to\infty$,$E_j\to 0$,由此,这些态称为核子同质异位素。

在 π 介子一核子散射的情况下,只有 $j=3/2$ 的同质异位素能够被激发——它把我们带回到奥本海默的评论:这正是在罗彻斯特讨论的态。实际上,早在两年前,光生介子产生的数据已经引起了对同质异位素的可能作用的猜测[109]和计算[110]。而且,强耦合图象已经使得布吕克纳在罗彻斯特[111]作出猜测说,显而易见的共振具有量子数 $T=J=3/2$,尽管那时 J 还没有测定出来。

于是,强耦合理论就这样起到过某种促进作用——而一个同质异位素并不一定是一个共振态。(19.25)式表明,对大的 f(和固定

---

① a 的定义是 $\int\int\rho(\vec{x})\rho(\vec{x}')/|\vec{x}-\vec{x}'|\cdot\mathrm{d}\vec{x}\mathrm{d}\vec{x}'=1/8\pi a$。

的 a)，那些同质异位素实际上是一些束缚态，它们是稳定的，不会衰变到 π 介子+核子。强耦合理论显然是做过头了：从(19.10)和(19.23)两式，可以得出，

$$\frac{f^2}{\hbar c}\simeq 0.08 \tag{19.26}$$

而这是同(19.24)式相违的。下一个核子共振的各个量子数，也不能同这一图象相符合。

强耦合理论逐渐退场了①，但对(19.22)式表示的相互作用的研究并没有中止，它们一直持续到1952～1955年间，不过，现在已把介子看作量子场了。这些努力中的最主要的成果是由丘(G. F. Chew)[113]提出的丘一洛方程。[114]这个方程最好放到色散关系那一部分(见下面)再来评说。② 497

4. 低能定理。这一类定理当中最简单的是零光子在频率 ω 极限下的康普顿散射截面 σ，由经典物理学里汤姆逊的老公式(9.5)

$$\sigma\rightarrow\frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \quad 当\ \omega\rightarrow 0 \tag{19.27}$$

给出。此定理说的是，这一式子在量子电动力学里，对 α 的任意阶次都成立。所有那些辐射修正，都是对 e 和 m 进行重整化。这一结果(只从规范不变性，特别是华德(J. C. Ward)的重要恒等式[116]推导出来)意味着，$\sigma(\omega=0)$提供了一种定义和测量物理电荷的手段。它最早是在一个电子与电磁场的相互作用中得到证明的[117]，但对质子与它的附加介子的相互作用也是正确的，只要这些相互作用是可重整化的。[118]对于到 $O(\omega)$ 的散射振幅，有另一条定理。计算出 α 的最低价次(一)阶，将出现在答案里的 e、m 与磁矩换成它们的物理值，所得的结果仍然是精确的。[119]对于高自旋粒子所带的更高的一些内禀

① 对"居间耦合"也不再有更多明显的进展。这种哈特里型的变合法最先由朝永于1941年提出，朝永有关这一论题的文章收集在参考文献112中。

② 对此方程的详细讨论见参考文献115。

多极矩，存在着一些相似的定理。[120]

如果这些非微扰定理对介子有相似耦合的话，那就非常重要了。那个时候的情况确实是十分混乱，甚至还不存在一种明确定义 g 的大小的规定。与此同时，另一条有用得多的低能定理已经发现：[121]在光生介子产生过程中阈值上的精确振幅 A，同微扰振幅 $(\sim eg)A_{pert}$ 有如下的关系

$$A=A_{pert}[1+C\cdot\frac{\mu}{M}+O((\frac{\mu}{M})^2)] \qquad (19.28)$$

式中的 C 是一个与模型相关的常数。因此，在非物理极限 $\mu\to0$ 下，我们只能够得出严格的结论。通过这个简单的、但以特设的方式得到的外插数据，可以发现[122] $f^2/\hbar c$ 具有的数值与(19.26)式给出的数值差不多：对 f 的早期猜测终究并不那样坏。色散关系将确证这一点。

5. S 矩阵。色散关系。在介子理论的诸多麻烦得到充分的正确评价之前很久，海森伯已经对量子场论的无限有效性，表示出认真的保留。他从 30 年代开始的这些怀疑，与其说是由于正电子理论①的困难，不如说更多地是由于他没有能够从费米的 β 衰变模型构筑起一种切合实际的场论。这一点已经使他感到犹豫，是否有必要“引入一个普适的长度，它也许必须同理论程式中原理的新变化相联系”。② 这样的推测驱使他去寻找一种新的“对应原理”：当理论的一些短距离性质发生了变化时，它的哪些长距离性质会依然保持有效呢？在 1943 年的 S 矩阵理论[123]里，他假定这些普遍的性质是无相互作用粒子的量子力学叠加原理、幺正性、一些标准的守恒定律、相对论不变性和诸如同位旋那样的对称性。③

498

① 第 16 章，(d)节。

② 第 17 章，(e)节，第 4 部分。

③ 海森伯通过解析延拓来定义束缚态，以及在一些特定的 S 矩阵模型上的应用，同下文没有什么干系。

让我们回顾一下 S 矩阵的定义和幺正性的含义。假设有两个或者更多的粒子，通过足够短程的力而发生相互作用。那么，在遥远的过去它们就处在自由粒子的状态，称之为 n。假定一次碰撞事件产生了两个或者更多的粒子，很久以后，这些粒子也像自由粒子一样，处在状态 m。S 矩阵就是 $n \to m$ 的跃迁振幅 S_{mn} 的集合，并且经过归一化，使得 $|S_{mn}|^2$ 代表这一跃迁的概率。从一个给定的 n 态跃迁到任意一个 m 态的总概率必须是 1：

$$\sum_m |S_{mn}|^2 = 1 \tag{19.29}$$

或

$$SS^\dagger = S^\dagger S = 1 \tag{19.30}$$

这即是说，S 是幺正的。在量子力学里，原则上能够从哈密顿量 H 计算出 S 来，这里的 H 完整地描述了各个状态的空间一时间演化，包括在相对短的粒子距离内它们的行为。海森伯提出，即使在一个理论里 H 不再能够定义出来，被 S 携带的长距离信息仍然是有意义的。

幺正性是对 S 的第一个重要的约束；相对论不变性和对称性则给出了其他一些约束。① 所有这些都是珍贵而有用的条件，虽然在这个阶段，S 矩阵比一个装着许多整理好的实验数据的容器好不了多少。关于 S 的真正有趣的事是从 50 年代开始的，那时候理论家们开始从量子场论借来一些普遍性的条件，试图找出对 S 的进一步约束（这样也就偏离了海森伯的初衷）。这一策略揭示了 S 矩阵元的一些重要的解析性质。为了说明这些发现是通过什么途径得来的，我必须先说一段简短的题外话。

将一束光垂直地穿过一块厚度为 l 的电介质片。频率为 ω 的光进入和离开介质片时各自的电场 $E_{in}(\omega)$ 和 $E_{out}(\omega)$ 之间，存在下述关系式

$$E_{in}(\omega) = G(\omega) E_{out}(\omega) \tag{19.31}$$

---

① 对 S 的约束，最先是由惠勒为了核物理学的目的而考虑的。[123]

499

$$G(\omega)=\exp i\omega[n(\omega)+\frac{i\alpha(\omega)c}{2\omega}]l \tag{19.32}$$

式中的唯象参数 $n(\omega)$ 和 $\alpha(\omega)$，分别是介质的折射系数和吸收系数。n 同 α 有关的观念，可以回溯到 19 世纪 70 年代。那时可见光的色散和吸收都是用光和粒子相互作用的模型来解释(这些粒子都以固有频率 ω_i 做谐振动)，由此推出了以下公式[124]

$$n(\omega)-1=\sum_i\frac{\alpha(\omega_i)}{\omega_i^2-\omega^2} \tag{19.33}$$

1926 年，克拉默斯[125]和克朗尼格[126]各自独立地提出，把这一公式推广到连续的 X 射线区域，变成

$$n(\omega)-1=P\int_0^{\infty}\frac{\alpha(\omega')\mathrm{d}\omega'}{\omega'^2-\omega^2} \tag{19.34}$$

式中的 P 是柯西主值的符号。

我不知道是谁最早指出，这个克拉默斯一克朗尼格关系完全不依赖于光同物质作用的动力学细节，而且它的有效性的充分必要条件仅仅是因果性这一个极为普遍的要求。① 这种推理是这样做出的[127]：假设有一个"原因"C，在时间 $t-\tau$ 内促使在时刻 t 产生"结果"E，并且 C 和 E 之间有线性关系：

$$E(t)=\int_{-\infty}^{\infty}F(\tau)C(t-\tau)\mathrm{d}\tau \tag{19.35}$$

那么，因果性要求"E 不能先于 C"，可由下式表示

$$F(\tau)=0,\qquad \tau<0 \tag{19.36}$$

有一个一般性的数学定理说，这一条件等价于以下的两条陈述：第一个陈述是，定义为

$$G(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}F(t)e^{i\omega t}\mathrm{d}t \tag{19.37}$$

的傅里叶分量 $G(\omega)$，可以解析延拓到 $Im\omega>0$ 的复数 ω 值，并且在这一区域内没有奇异性；第二个陈述是，$G(\omega)$ 满足

---

① 在克拉默斯的原始文章(参考文献 125，126)里找不到这一陈述。在克拉默斯 1929 年的一篇文章里[127]，有某些迹象表明他应当是知道这一点的。

$$ReG(\omega)=\frac{1}{\pi}P\int_{-\infty}^{\infty}\frac{ImG(\omega')\mathrm{d}\omega'}{\omega-\omega'} \tag{19.38}$$

可以证明[128]，如果 $G(\omega)$ 满足(19.32)式的话，从这一被物理学家们熟 500
知的色散关系公式，能够推出(19.34)式来，只要再加上下述定义

$$n(-\omega)=n(\omega),\qquad \alpha(-\omega)=-\alpha(\omega) \tag{19.39}$$

这是"交叉对称"的第一个例子，它是在1929年由克拉默斯[127]引进的。

回顾到这里为止，接着讲 S 矩阵的故事。1946年克朗尼格[129]意识到刚才给出的普遍论证，建议对 S 矩阵要求再加上因果性条件。这一建议很快就应用到非相对论性量子力学里去，然而，在那里因果性的定义反而是棘手的。[130]另一方面，相对论使这一要求具有一种简单的表述：如果光信号不能在小于 $|t-t'|$ 的时间间隔内从 $\vec{x}$ 传到 $\vec{x}'$，那么，在空间一时间点 $(\vec{x},t)$ 上的一个原因就不可能对在空间一时间点 $(\vec{x}',t')$ 上的事件产生结果，翻译成量子理论的语言，即任意两个场观察量① A 和 B 必须满足

$$[A(\vec{x},t),B(\vec{x}',t')]=0\quad 如果\quad (\vec{x}-\vec{x}')^2-c^2(t-t')^2>0 \tag{19.40}$$

这个条件在有相互作用时也有效，并且同作用的强度无关(也被称作局域性条件)。现在从场论中借来了这一条件，并且对它对于 S 矩阵元的效果进行过审查。具有类似的普遍性的交叉对称性，即(19.39)式的相似物，也是从一般的场论里抽取出来的。[132]

掌握了这些辅助的条件，戈德伯格[133]于1955年得出了 π 介子一核子散射在向前方向上的色散关系。他的结论部分地是由启发式的论证得来的，并且很快就得到以"LSZ程式"为基础的严格论证的[134]支持(这一名称出自其三位作者的姓氏勒曼(H. Lehmann)，辛曼奇克(K. Symanzik)和齐默曼(W. Zimmerman))。[135]我们以其答案之一为例，说明其推导的几个主要步骤。

---

① 海森伯这样表述。(19.40)式适用于色散关系这一点，最初是由盖尔曼(M. Gell-Mann)、戈德伯格(M. L. Goldberger)和蒂尔林(W. Thirring)陈述的。

(a)利用下式引入同 S 相关的一个矩阵 T

$$S_{ab}=\delta_{ab}+2\pi i\delta(p_\mu^a-p_\mu^b)T_{ab} \tag{19.41}$$

式中的 δ 函数表示在过程 a→b 前后的总能量—动量守恒。在这一论证中研究的是 T 矩阵的解析性。

(b)现在讨论频率为 ω(在实验室坐标系)的 π 介子对核子的散射，在核子同位旋空间里，T 简化为一个 3×3 的矩阵 $T_{\alpha\beta}(\omega)$

$$T_{\alpha\beta}(\omega)=\delta_{\alpha\beta}T^{(1)}(\omega)+\frac{1}{2}[\tau_\alpha,\tau_\beta]T^{(2)}(\omega)$$

$$T^{(1)}=\frac{1}{2}(T^{(-)}+T^{(+)}),\quad T^{(2)}=\frac{1}{2}(T^{(-)}-T^{(+)}), \tag{19.42}$$

501 式中的 $T^{(\pm)}$ 分别归属于两个过程 $\pi^\pm+\mathrm{p}\rightarrow\pi^\pm+\mathrm{p}$。

(c)结果举例：①

$$Re\ T^{(2)}(\omega)=\frac{2\omega f^2}{\omega^2-(\mu^2/2M)^2}+\frac{\omega}{\pi}P\int_\mu^\infty\frac{k'\mathrm{d}\omega'[\sigma_-(\omega')-\sigma_+(\omega')]}{\omega'^2-\omega^2} \tag{19.43}$$

(d)$\sigma_\pm(\omega)$是过程 $\pi^\pm+\mathrm{p}\rightarrow$所有可能末态的向前截面。它们的表观上的结果，来自 T 的虚部同 $\sigma_\pm$ 的比例关系(只差一个明显的动力学因子)。而这种比例性(光学定理)，又是幺正性的一个结果。

(e)(19.43)式中的积分扩展超出了 $\omega=\mu-\infty$的物理允许区域。然而，根据(19.37)式及其交叉关系，非物理区域 $\omega=0-\mu$ 也必须包括进去。这一点导致了式中右方的"极点项"(pole term)，这一项正比于 f^2，它对应于 $\omega=\mu^2/2M$ 和 k 是虚数的非物理过程 $\pi^-+\mathrm{p}\rightarrow\mathrm{n}$。再一次求助于场论(但不是微扰论)，$f$ 可以被认做是早些引进的重整化了的耦合常数。②

π 介子—核子散射色散关系的发布，在第六届罗彻斯特会议(1956 年 4 月)上引起了轰动[137]，出尽了风头。自此之后，开始了对

① (19.42)式是用 $\hbar=c=1$ 的单位表示的；$k^2=\omega^2-\mu^2$。

② 详见参考文献 136。

这些色散关系的应用和推广;更一般地说,是结合因果性、幺正性和交叉性质,开始了对 S 矩阵的解析性质进行深入和广泛的分析的时期。我在下面列出几个重点。

(a)π 介子一核子向前色散关系。在他们的推导中,没有什么能够保证类似(19.43)式里那样的色散积分是收敛的;而在这一个例子里,那个积分实际上是收敛的。在已知的一些色散积分不收敛的情况里,仍然可以做出一些有意义的、虽然是较弱的陈述。关于截面高能行为的一些定理[138],对这种局面可以给出某种控制。其中最著名的是珀米兰楚克(I. Y. Pomeranchuk)定理[138],它说的是,粒子对靶的碰撞以及反粒子对同一个靶的碰撞,在高能极限时是渐近相等的。然而,决定这一定理的有效性的一些假设不是来自一般的量子场论。

在上述例子中,如果能测出 $\sigma_{\pm}(\omega)$,就可以(在核力和库仑效应的干涉中)至少在 ω 的某些区域里测量到 $T^{(2)}$。再合理地外推到具有相对低权重的大 ω 区域,就能有一个单参数(f),同那些一直很好的数据相符合。[139]或者,也可以用(19.43)式来定义 f。在 1956 年已经用这一方法得出[140]

$$\frac{f^2}{\hbar c}=0.082\pm0.015 \tag{19.44}$$

从一个严格的方程(不像低能定理,因为它明显依赖于 μ)推出的这一个 f 值,也许是这整个论题的最伟大的成就。① 它证明了较早时对 f 的粗略估算,并且标志 π 介子物理学里一个篇章的愉快终结。 502

其他的篇章尚未触及,正如已经从(19.43)式所清楚地看到的那样:共振包含在 $\sigma_{\pm}(\omega)$里面,但是色散关系并没有宣称要解释它们的存在。假设 $\sigma_{\pm}(\omega)$近似地仅由共振所贡献的那些项组成,就能够得出有用的结果(求和律)。上面提到过的必须看做是色散关系的先驱的丘一洛方程,就是一个最早的例子。在色散积分里只保留 p 波的贡献,对那些积分做截断,然后去掉 $0(\mu/M)$的各项,便能重新得出

① 色散关系亦曾被用来识别 π 介子一核子相移的不同选择。[141]

这一方程[142]。

(b)其他应用。解析性对诸如核子一核子这类散射的用处要含糊得多了;其中来源于非物理区域的复杂性仍然没有解决。对电子一核子散射测量的成功,是由于(到 $O(\alpha)$ 的量级)电子放出一个虚光子,在它看来,核子加上周围的虚介子云就好像一个复杂的团块一样。这一团块或者顶角满足一种包含有一个色散积分的色散关系[143],有点像(19.43)式那样。对这一积分的估算结果,并不能同 50 年代由霍夫斯达特(R. Hofstadter)和他的合作者们所搜集到的大量重要数据相符合。[144]假设由于一个仍然未知的共振而使积分值有所增加,则会挽救这一情况[145];事实上,很快就发现了这个共振:ρ 介子。这些数据通过一种更接近唯象学的论证[146],亦用来预言了 ω 介子。①

(c)非向前色散关系。花了许多力气去寻找不向前散射的色散关系。这些关系的解释注定要困难一些,因为在这里没有光学定理来帮助和补充。对这些研究来说,最困难的是选取一些方便的变量。对于散射

$$1+2\rightarrow3+4 \tag{19.45}$$

合适的变量是 $s=(p_1+p_2)^2$ 和 $t=(p_1-p_3)^2$,它们分别是能量和动量传递的不变量(p^2 代表 $E^2-\vec{p}^2c^2$)。对一定数量的特定反应,给出了散射振幅 $A(s,t)$ 的色散关系的证明[134],其中的 t 保持固定且限制在它的允许范围内的一些区域上。同时还证明了[134],$A(s,t)$ 在 s 固定的条件下,在 t 平面的某些区域上是解析的。不知道这些不同的 (s,t) 区域能否得到扩展。这些结果的应用中,包括确定 π 介子一 π 介子散射振幅的界限。[148]

503 同时考虑反应(19.45)以及

$$1+\bar{3}\rightarrow\bar{2}+4 \tag{19.46}$$

$$1+\bar{4}\rightarrow\bar{2}+3, \tag{19.47}$$

① 色散关系的另一个应用[147],是处理电磁衰变过程 $\pi^0\rightarrow2\gamma$。

后提出了一些猜想。上面两式里的横代表反粒子。对反应(19.46)，现在 t 是能量变量，而 s 是动量传递，当然它们的取值范围与反应(19.45)里的不同。类似地，对反应(19.47)：$u=(p_1+p_4)^2$ 代表能量，s 和 t 是动量传递($u+s+t$ 等于一个常数)。对这三个反应，(s,t,u)的物理参数取值区域是互相分离的。曾经有人猜想，存在着一个函数 $A(s,t,u)$，它的解析性足够好，使得它可以从一个物理区域延拓到另一个物理区域，于是它便代表在每一个物理区域中的物理散射振幅。这是从交叉对称性得出的圆满结论。A 的表达式已经提出来了[149]，但还没有普遍的证明。按这条思路走到极端的猜想是在50年代引起了众多争议的靴带观念[150](bootstrap idea)，根据这种想法，解析性、幺正性和交叉对称，后来又补充了雷其极点(Regge pole)的观念(见下文)，就足以给出强相互作用的一个自洽的理论。

从那以后，对这些猜想的兴趣逐渐消退了。可是，用严格方法对解析的 S 矩阵的研究，依然延续到现在。①

6. **雷其极点。**(19.43)式的例子说明了在散射振幅里，在对应于束缚态或者共振(后者包含在 $\sigma_\pm$ 里)的能量上出现了极点，每一个极点都出现在一个特定的分波上。在非相对论性量子力学的势散射里，人们对这样的极点早就很熟悉了。对这种情况，雷其(T. E. Regge)在1959年证明这些极点是互相关联的时候，就推出了一些新的和基本的结果。[153]他证明某一类势在展开式

$$f(s,\theta)=\sum_l(2l+1)f_l(s)P_l(\theta) \tag{19.48}$$

里的分波振幅 $f_l(s)$(P_l 是勒让德多项式)，是由一个定义在复数 l 平面上的“内插函数”$f(l,s)$链接起来的，它具有以下一些主要性质：

$$f(l,s)=f_l(s),\text{对 } l=0,1,2,\cdots\cdots \tag{19.49}$$

除了有限数目的极点——雷其极点以外，$f(l,s)$对所有的 $Re\ l>$

---

① 关于这个论题在60年代的进展，请看参考文献148和151。更新的资料请看参考文献152。

$-1/2$是解析的；并且只要 $f(l,s)$ 满足一些进一步的解析性质，它就是唯一的，而且当$|l|\to\infty$时是充分有界的。这些极点的位置是下述
504 方程的解

$$l=\alpha(s) \tag{19.50}$$

其中的 α 是一个可计算函数。当 s 变化时，众极点描出一条“雷其轨迹”。

对那些致力于研究解析 S 矩阵的研究者来说，这一项完全出乎意料的发现，展示了一种前景：要在幺正性、因果性和交叉对称之外，再加上新的准则。1961 年，提出了一个诱人的假设[154]，要求强相互作用粒子的 S 矩阵的所有极点，都是雷其极点。这就是说，所有这些粒子，不论是稳定的还是不稳定的（共振），都按以下所讲的那样定位。把不论是什么自旋的粒子，都分成一个个组别，每一组都用一些诸如同位旋、核子数等特定量子数的数值来识别。然后再将各个介子小组进一步按偶数和奇数自旋分开。将每一组（雷其轨迹的投影）标示在 $Re\,\alpha(s)$ 与（质量）^{2}（它是 s 的实部）的坐标图[155]上。注意，$Re\,\alpha(s)$的半整数和整数自旋值，正好对应于真实的物理态。现在看到：对于介子来说，每一组的各个成员都落在一些笔直的图线上，而半整数自旋的粒子则落在一些近乎直线的图线上。[84,156]这显然是一个重要的信息。① 然而，并不知道这些图线为什么是直的，从势散射所指示的情况并非这么简单（同汤川势对应的图线弯曲得很）。[158]更一般地说，在 S 矩阵框架中对雷其极点的讨论，事实上不能够像雷其原始的处理那样严格；原因很简单，雷其只不过研究了一些特殊的势，而它们的相对论性模拟，在短距离上的相互作用，都完全不能在可比的精确度上得到理解。

因此，为了取得进展，就要作出额外的假设和近似。关于这一点，1967 年有人写道：“由于雷其理论中的某些假设和近似的不确定性，使人们需要对从不同的近似所得出的预言，进行详尽的实验研

---

① 关于雷其轨迹和有关图象的通俗说明，请看参考文献 157。

究。看来，对在雷其理论范围内的为实验比较所需要的各种近似方案的严格证实，不可能由相对论性理论自身提供。这一理论上的僵局的必然后果是，将来有朝一日雷其理论的'预言'很可能只有启发性的意义"；这种情况从那时起至今都没有发生过什么变化。[159]

然而，雷其极点已经引致了一种有趣的有关"软散射"的现象学，在这种散射过程中，产生的粒子携带着与束流方向垂直的小动量。这些过程包括有如下的各种类型的反应：A＋B→C＋D，A＋B→C＋无论什么(单举反应)和衍射散射。将雷其轨迹概念同交叉对称相结合，就可以用轨迹参数而不是个别粒子的参数(质量，耦合常数等)去讨论数据。这些分析常常是极端复杂的——但现象本身就是很复杂的。在过去的岁月里，这种唯象分析的成功程度表现得时起时落，并且正如在新近的总结性文章里[160]所指出的，现在仍是如此。现在还不可能仅用几行文字，就对雷其现象学的状况作出评价。 505

如我们在下面将要看到的，60 年代和 70 年代的新物理学，起源于一些硬散射过程，雷其分析在这方面没有什么用武之地。可以诚恳地希望，当前寻找场论同雷其极点的综合的新努力[161]，可以使这一个有趣的课题得到更好的理解。

Sources

Reminiscences. McMillan on the synchrocyclotron;[11] Livingston on strong focussing;[12] Ramsey on the birth of Brookhaven National Laboratory;[4] Kowarski on the birth of CERN;[5] R. Wilson on Fermilab;[19] Goldwasser on the growth of big science;[162] Lattes on pion physics in Berkeley;[163] Anderson on pion physics in Chicago;[65] Glaser[164] and Alvarez[165] on bubble chambers; Nishijima, Michel, and Yang on G-parity;[166] Wightman on axiomatic field theory;[167] Gell-Mann on the S-matrix;[168] Chew on the bootstrap.[169]

References

1. Ph. Morrison, *J. Appl. Phys.* 18, 133, 1947.
2. E. M. McMillan, *Physics Today*, February 1948, p. 31.
3. R. W. Seidel, *Hist. St. Phys. Sc.* 13, 375, 1982.
4. N. F. Ramsey, *Report BNL 992*, *T-421*, 1966.
5. See L. Kowarski, *An account of the origins and beginnings of CERN*, *CERN Report 61-10*, 1961.
6. J. Krige, *CERN Report CHS-1*, 1983.
7. BNL *Report BNL-L-101*, 1948.
8. L. I. Schiff, *Rev. Sci. Instr.* 17, 6, 1946.
9. See e. g. M. S. Livingston and J. P. Blewett, *Particle accelerators*, McGraw-Hill, New York 1962.
10. V. I. Veksler, *Dokl. Ak. Nauk* 43, 329, 1944; 44, 365, 1944; also *J. of Phys. USSR* 9, 153, 1945.
11. E. M. McMillan, *Phys. Rev.* 68, 143, 1945.
12. Cf. M. Livingston, *Adv. in electronics and electron physics* 50, 1, 1980, esp. p. 41.
13. F. K. Goward and O. E. Barnes, *Nature* 158, 413, 1946.
14. E. M. Mcmillan and J. M. Petersen, *Science* 109, 438, 1949.
15. E. D. Courant, M. S. Livingston, and H. S. Snyder, *Phys. Rrv.* 88, 1190, 1952; also J. P. Blewett, *Phys. Rev.* 88, 197, 1952; J. B. Adams, M. G. N. Hine, and J. D. Lawson, *Nature* 171, 926, 1953.
16. E. D. Courant, M. S. Livingston, H. S. Snyder, and J. P. Blewett, *Phys. Rev.* 91, 202, 1952.

506

17. D. L. Judd, in *Proc. int. conf. on high energy accelerators*, *CERN 1959*, p. 6, CERN Sci. info. Svce, 1959.
18. Joint Committee on Atomic Energy, print 42-613, U, S Govt. Printing Office, Washington D. C, February 1965.
19. R. R. Wilson, *Physics Today*, October 1977, p. 23.
20. J. J. Livingood, *Principles of cyclic particle accelerators*, p. 200, Van Nostrand, New York, 1961.

20a. Cf. G. B. Collins, *Sci. Am.* 189, November 1953, p. 36.

21. W. M. Powell *et al*, *Rev. Sci. Instr.* **19**, 506, 1948; **20**, 887, 1949; Ref. 9, p. 388.

22. W. G. McMillan and E. Teller, *Phys. Rev.* **72**, 1, 1947.

23. E. Gardner and C. M. G. Lattes, *Science* 107, 270, 1948; also J. Burfening, E. Gardner, and C. M. G. Lattes, *Phys. Rev.* **75**, 382, 1949.

24. F. W. Brode, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 37, 1949.

25. Cf. e. g. H. Bridge, B. Rossi, and R. Willams, *Phys. Rev.* **72**, 257, 1947; H. W. Lewis, J. R. Oppenheimer, and S. A. Wouthuysen, *Phys. Rev.* **73**, 127, 1948.

26. R. Bjorklund, W. E. Crandall, B. J. Moyer, and H. F. York, *Phys. Rev.* **77**, 213, 1950.

27. J. Steinberger, W. K. H. Panofsky, and J. Steller, *Phys. Rev.* **78**, 802, 1950.

28. W. K. H. Panofsky, R. L. Aamodt, and J. Hadley, *Phys. Rev.* **81**, 565, 1951.

29. L. D. Landau, *Dokl. Ak. Nauk* **60**, 207, 1948; C. N. Yang, *Phys. Rev.* **77**, 242, 1950.

30. R. E. Marshak, *Phys. Rev.* **82**. 313, 1951; *Rev. Mod. Phys.* **23**, 137, 1951.

31. W. B. Cheston, *Phys. Rev.* **83**, 1181, 1951.

32. R. F. Christy and S. Kusaka, *Phys. Rev.* **59**, 414, 1941.

33. R. Durbin, H. Loar, and J. Steinberger, *Phys. Rev.* **83**, 646, 1951; D. L. Clark, A. Roberts, and R. Wilson, *Phys. Rev.* **83**, 649, 1951.

34. H. A. Bethe and F. de Hoffmann, *Mesons and fields*, Vol. 2, Section 28, Row and Petersen, Elmsford, N. Y. 1955.

35. Cf. L. Rosenfeld, *Nuclear forces*, Chapter 16, North Holland, Amsterdam 1948; G. Wentzel, *Rev. Mod. Phys.* **19**, 1, 1947.

36. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **76**, 190, 1949.

37. L. Rosenfeld, *Proc. 8th Solvay Conf.*, p. 179, Coudenberg, Brussels 1950.

38. H. Yukawa, S. Sakata, and M. Taketani, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* **20**, 319, 1938; H. Fröhlich, W. Heitler, and N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc.*

*A*166, 154, 1938.

39. J. M. Jauch, *Phys. Rev.* 36, 334, 1943; G. Araki, *Progr. Th. Phys.* 1, 1, 1946.

40. W. W. Havens, I. I. Rabi, and J. Rainwater, *Phys. Rev.* 72, 634, 1947; E. Fermi and L. Marshall, *Phys. Rev.* 72, 1139, 1947.

41. J. M. Luttinger, *Helv. Phys. Acta* 21, 483, 1948; K. M. Case, *Phys. Rev.* 74, 1884, 1948; 76, 1, 1949; M. Slotnick and W. Heitler, *Phys. Rev.* 75, 1645, 1949; S. D. Drell, *Phys. Rev.* 76, 427, 1949; S. Borowitz and W. Kohn, *Phys. Rev.* 76, 818, 1949; K. Sawada, *Progr. Th. Phys.* 4, 383, 1949.

42. S. Borowitz and W. Kohn, Ref. 40.

43. K. M. Case, *Phys. Rev.* 75, 1440, 1949.

44. P. T. Matthews, *Phys. Rev.* 76, 1254, 1949; more details in *Phil. Mag.* 41, 185, 1950; corrections in *Phys. Rev.* 80, 293, 1950. See also A. Salam, *Phys. Rev.* 82, 217, 1951, and the review by P. T. Matthews and A. Salam, *Rev. Mod. Phys.* 23, 311, 1951.

45. J. C. Ward, *Phys. Rev.* 77, 293, 1950.

507 46. P. T. Matthews, *Phys. Rev.* 81, 936, 1951; cf. also A. Salam, *Phys. Rev.* 82, 217, 1951.

47. E. Fermi, *Nuovo Cim.* Suppl. to Vol. 2, 1955, p. 33.

48. E. P. Wigner, *Symmetries and reflections*, p. 252, Indiana Univ. Press, Bloomington 1967.

49. R. E. Marshak, *Meson physics*, McGraw-Hill, New York 1952.

50. Ref. 34, Section 29c.

51. Ref. 34, Sections 29b, d.

52. Ref. 34, Section 35c.

53. H. L. Anderson *et al*, *Phys. Rev.* 85, 934, 936; 86, 793, 1952.

54. W. Heitler, *Proc. Ir. Ac. Sc.* 51, 33, 1946.

55. K. M. Watson and K. A. Brueckner, *Phys. Rev.* 83, 1, 1951.

56. K. M. Watson, *Phys. Rev.* 85, 852, 1952, cf. footnote 10.

57. R. L. Garwin, *Phys. Rev.* 85, 1045, 1952; A. M. L. Messiah, *Phys. Rev.* 86, 430, 1952; J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* 86, 571, 1952; M. Ruderman,

Phys. Rev. 87, 383, 1952.

58. L. van Hove, R. E. Marshak, and A. Pais, *Phys. Rev.* 88, 1211, 1952.

59. R. K. Adair, *Phys. Rev.* 87, 1041, 1952; N. M. Kroll and L. L. Foldy, *Phys. Rev.* 88, 1177, 1952.

60. *Isotopic spin in nuclear physics*, Ed. D. H. Wilkinson, North Holland, Amsterdam 1969.

61. Cf. L. Yuan and S. J. Lindenbaum, *Phys. Rev.* 92, 1578, 1953; J. Ashkin *et al*, *Phys. Rev.* 93, 1129, 1954.

62. Cf. Ref. 34, Section 34c.

63. H. L. Anderson, W. C. Davidon, and U. E. Kruse, *Phys. Rev.* 100, 339, 1955; cf. also Ref. 34, Sections 34, 35.

64. E. g. M. L. Goldberger and K. M. Watson, *Collision theory*, Chapter 8, Wiley, New York, 1964.

65. H. L. Anderson, 'International colloquium on the history of particle physics', p. 160, *J. de Phys.* 43, suppl. to No. 12, 1982.

66. O. Chamberlain, E. Segré, C. E. Wiegand, and T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* 100, 947, 1955.

67. B. Cook, G. R. Lambertson, O. Piccioni, and W. A. Wentzel, *Phys. Rev.* 104, 1193, 1956.

68. H. Weyl, *Zeitschr. f. Phys.* 56, 330, 1929.

69. E. C. G. Stückelberg, *Helv. Phys. Act.* 11, 299, 1938, esp. p. 317.

70. E. P. Wigner, *Proc. Am. Phil. Soc.* 93, 521, 1949; *Proc. Nat. Ac. Sci.* 38, 449, 1952.

71. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 98, 1501, 1955; A. Pais, *Phys. Rev.* D8, 1844, 1973.

72. L. Radicati, *Phys. Rev.* 87, 521, 1952.

73. Ref. 34, Section 37.

74. S. Weinberg and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* 116, 465, 1959.

75. A. Pais, *Ann. of Phys.* 9, 548, 1960; 22, 274, 1963.

76. A. Pais, *Phys. Rev. Lett.* 32, 1081, 1974; *Phys. Rev.* D10, 2147, 1974.

77. G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Y. Lee, and A. Pais, *Phys. Rev.* 120, 300, 1960; for recent experiments see T. Akesson *et al*, *Phys. Lett.* 129B,

269, 1983; W. A. Zacj *et al*, *Phys. Rev.* C29, 2173, 1984.

78. A. Pais and R. Jost, *Phys. Rev.* 87, 1952.

508 79. H. Fukuda and Y. Miyamoto, *Progr. Th. Phys.* 4, 389, 1949; C. B. van Wyk, *Phys. Rev.* 80, 987, 1950; K. Nishijima, *Progr. Th. Phys.* 6, 614, 1951; L. Michel, *Progr. Cosm. Ray Phys.* 3, p. 142, Interscience, New York 1952. (For a loophole in the last paper see Ref. 78, footnote 21.)

80. L. Michel, *Nuovo Cim.* 10, 319, 1953.

81. T. D. Lee and C. N. Yang, *Nuovo Cim.* 3, 749, 1956.

82. R. L. Cool, L. Madansky, and O. Piccioni, *Phys. Rev.* 93, 249, 637, 1954.

83. Ref. 34, pp. 113, 115.

84. L. Montanet, *AIP Conference Proc.* 68, 1213, 1981.

85. Cf. N. Isgur and G. Karl, *Phys. Rev.* D18, 4187, 1978; R. Konink and N. Isgur, *Phys. Rev.* D21, 1868, 1980.

86. D. Stonehill *et al*, *Phys. Rev. Lett.* 6, 624, 1961; A. R. Erwin *et al*, ibid. 6, 628, 1961.

87. B. Maglić *et al*, *Phys. Rev. Lett.* 7, 178, 1961.

88. A. Pevsner *et al*, *Phys. Rev. Lett.* 7, 421, 1961.

89. D. A. Glaser, *Phys. Rev.* 87, 665, 1952.

90. D. A. Glaser, *Phys. Rev.* 91, 496, 762, 1953.

91. H. Bradner, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 10, 109, 1958.

92. J. Brown, D. Glaser, M. Perl, and J. van der Velde, *Phys. Rev.* 107, 906, 1957.

93. J. G. Wood, *Phys. Rev.* 94, 731, 1954.

94. L. Alvarez, 'The bubble chamber program at UCRL', unpublished report dated April 18, 1955.

95. A. H. Rosenfeld and W. E. Humphrey, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 13, 103, 1963.

96. B. Bhowmik *et al*, *Nuovo Cim.* 13, 690, 1959.

97. E. g. P. Rice-Evans, *Spark, streamer, proportional and draft chambers*, Richelieu Press, London 1974; *Physics Today* 31, 1978, October issue.

98. *Proc. 4th Rochester Conference* (Jan. 25—7, 1954), p. 44, unpublished

copies distributed to participants.

99. R. Jost and A. Pais, *Phys. Rev.* 82, 840, 1951.

100. Cf. e. g. T. D. Lee, *Phys. Rev.* 95, 1329, 1984.

101. E. Fermi, *Physics Today* 5, March 1952, p. 6.

102. See C. N. Yang, *Selected papers* 1945—1980, p. 7, Freeman, San Francisco 1983.

103. See however N. Rosen, *Phys. Rev.* 74, 128, 1948; H. M. Moseley. *Phys. Rev.* 76, 197, 1949.

104. E. Fermi and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 76, 1739, 1949.

105. R. Oppenheimer, *Proc. 2nd Rochester Conference* (January 1952), p. 38, Univ. of Rochester Report NYO—346, 1952.

106. G. Wentzel, *Helv. Phys. Acta* 13, 269, 1940; 14, 633, 1941; cf. also W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* 113, 61, 1939.

107. W. Pauli, *Meson theory of nuclear forces*, Interscience, New York 1946; G. Wentzel, *Rev. Mod. Phys.* 19, 1, 1947; also in *Theoretical physics of the 20th century*, Eds. M. Fierz and V. Weisskopf, p. 71, Interscience, New York 1960; C. J. Goebel, *Quanta*, p. 20, Univ. Chicago Press 1970.

108. W. Pauli and S. M. Dancoff, *Phys. Rev.* 62, 85, 1942; A. Pais and R. Serber, *Phys. Rev.* 113, 955, 1959.

109. Y. Fujimoto and H. Miyazawa, *Progr. Theor. Phys.* 5, 1052, 1950; R. E. Marshak, *Phys. Rev.* 78. 346, 1950.

110. K. A. Brueckner and K. M. Case, *Phys. Rev.* 83, 1141, 1951.

111. K. A. Brueckner, Ref. 105, p. 27; *Phys. Rev.* 86, 106, 1952.

112. S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys. Suppl. No. 2*, 1955.

113. G. F. Chew, *Phys. Rev.* 89, 591, 1953; 94, 1748, 1755, 1954; 95, 1, 1669, 1954.

114. G. F. Chew and F. E. Low, *Phys. Rev.* 101, 1571, 1579, 1956.

115. G. C. Wick, *Rev. Mod. Phys.* 27, 339, 1955; S. S. Schweber, *An introduction to relativistic quantum field theory*, Section 12d, Row, Peterson, Elmsford, N. Y. 1961.

116. J. Ward, *Phys. Rev.* 77, 293; 78, 182, 1950.

117. W. Thirring, *Phil. Mag.* 41, 1193, 1950.

118. M. Gell-Mann and M. L. Goldberger, *Phys. Rev.* **96**, 1433, 1954.

119. F. E. Low, *Phys. Rev.* **96**, 1428, 1954, and Ref. 118.

120. A. Pais, *Phys. Rev. Lett.* 19, 544, 1967; *Nuovo Cim.* **53**, 433, 1968.

121. N. M. Kroll and M. A. Ruderman, *Phys. Rev.* **93**, 233, 1954; cf. also A. Klein, *Phys. Rev.* **99**, 998, 1955.

122. G. Bernardini and E. L. Goldwasser, *Phys. Rev.* **95**, 857, 1954.

123. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **120**, 513, 673, 1943.

123a. J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **52**, 1107, 1937.

124. W. Sellmeyer, *Ann. der Phys.* **143**, 272, 1871; **145**, 339, 520; **147**, 380, 525, 1872.

125. H. A. Kramers, *Atti del Congr. di Como* **2**, 545, 1927; *Collected works*, p. 333, North Holland, Amsterdam 1956.

126. R. de L. Kronig, *J. Am. Opt. Soc.* **12**, 547, 1926.

127. H. A. Kramers, *Phys. Zeitschr.* **30**, 522, 1929; Ref. 125, p. 347.

128. J. Toll, Ph. D. Thesis, Princeton 1952, unpublished; N. G. van Kampen, *Ned. Tydschr. Natuurk*. **24**, 1, 29, 1958.

129. R. de L. Kronig, *Physica* 12, 543, 1946.

130. See esp. N. G. van Kampen, *Phys. Rev.* **91**, 1267, 1953.

131. M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, and W. Thirring, *Phys. Rev.* **95**, 1612, 1954; M. L. Goldberger, *Phys. Rev.* **97**, 508, 1954.

132. M. Gell-Mann, and M. L. Goldberger, Ref. 98, p. 36; G. C. Wick, Ref. 115.

133. M. L. Goldberger, *Phys. Rev.* **99**, 975, 1955; M. L. Goldberger, H. Miyazawa, and R. Oehme, *Phys. Rev.* **99**, 986, 1955.

134. Cf. H. Lehmann, *Nuovo Cim.* **14**, Suppl. 153, 1959; N. N. Bogoliubov and D. V. Shirkov, *Introduction to the theory of quantized fields*, Chapter 9, Interscience, New York 1959.

135. H. Lehmann, K. Symanzik, and W. Zimmerman, *Nuovo Cim.* **11**, 342, 1954; **1**, 205, 1955.

136. Ref. 64, Chapter 10.

137. M. L. Goldberger, *Proc. 6th Rochester Conference* (April 3—7, 1956), p. 1, Interscience, New York 1956.

138. I. Ya. Pomeranchuk, *Soviet Phys. JETP* 7, 499, 1958; cf. also R. J. Eden, *High energy collisions of elementary particles*, Chapter 8, Cambridge Univ. Press, 1967.

139. R. E. Hendrick and B. Lautrup, *Phys. Rev.* D11, 529, 1975.

140. U. Haber-Schaim, *Phys. Rev.* 104, 1113, 1956.

141. H. L. Anderson, W. C. Davidon, and U. E. Kruse, *Phys. Rev.* 100, 339, 1955.

142. G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, and Y. Nambu, *Phys. Rev.* 106, 1337, 1957.

143. P. Federbush, M. L. Goldberger, and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* 112, 642, 1958.

144. See R. Hofstadter, *Nuclear and nucleon structure*, Benjamin, New York 1963.

145. W. R. Frazer and J. R. Fulco, *Phys. Rev. Lett.* 2, 365, 1959.

146. Y. Nambu, *Phys. Rev.* 106, 1366, 1957.

147. M. L. Goldberger and S. B. Treiman, *Nuovo Cim.* 9, 451, 1958.

148. A. Martin, *Scattering theory, analyticity and crossing*, Springer, New York 1969. 510

149. S. Mandelstam, *Phys. Rev.* 112, 1344, 1958; 115, 1741, 1752, 1959.

150. G. F. Chew, *S-Matrix theory of strong interactions*, Benjamin, New York 1961.

151. R. J. Eden, P. V. Landshoff, D. I. Olive, and J. C. Polkinghorne, *The analytic S-matrix*, Cambridge Univ. Press 1966.

152. D. Iagolnitzer, *The S-matrix*, Elsevier, New York 1978; J. Bros, *Mathematical Physics VII*, p. 145, North Holland, Amsterdam 1984.

153. T. Regge, *Nuovo Cim.* 14, 951, 1959; 18, 947, 1960.

154. R. Blankenbecler and M. L. Goldberger, *Phys. Rev.* 126, 766, 1962, esp. footnote p. 766; G. F. Chew and S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Lett.* 7, 394, 1961.

155. G. F. Chew and S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Lett.* 8, 41, 1962.

156. P. D. B. Collins, *An introduction to Regge theory and high energy physics*, Cambridge Univ. Press 1977.

157. G. F. Chew, M. Gell-Mann, and A. H. Rosenfeld, *Sci. Am.* **210**, February 1964, p. 74.

158. Cf. Ref. 138, p. 126.

159. Ref. 138, p. 230.

160. A. C. Irving and R. P. Worden, *Phys. Rep.* **34**, 117, 1977; S. N. Gauguli and D. R. Roy, *Phys. Rep.* 67, 201, 1980; J. K. Storrow, *Phys. Rep.* **103**, 317, 1984.

161. P. D. B. Collins and A. Martin, *Rep. Progr. Phys.* **45**, 335, 1982.

162. E. L. Goldwasser, Ref. 65, p. 345.

163. C. M. G. Lattes, in *The birth of particle physics*, Eds. L. M. Brown and L. Hoddeson, p. 307, Cambridge Univ. Press 1963.

164. D. A. Glaser, in *Nobel lectures in physics 1942 — 62*, p. 529, Elsevier, New York 1964.

165. L. Alvarez, in *Nobel lectrues in physics 1963 — 70*, p. 241, Elsevier, New York 1972. See also P. Galison in *Experiment and observation in modern science*, MIT Press, Cambridge, Mass. 1985.

166. Ref. 65, pp. 483 ff.

167. A. Wightman, *Physics Today* 22, September 1969, p. 53.

168. M. Gell-Mann, *Proc. conf. 'Symmetries in physics'*, Sant'Felice, Spain, September 1983.

169. G. F. Chew, *Physics Today*, 17, April 1964, p. 30; 23, October 1970, p. 23; *Science* **161**, 762, 1968.

20. 一个时代的启始:物质新形式的出现,古老对称性的崩溃

(a)"在乞力马扎罗山上观察到的四个 τ 介子"

1947 年 9 月底返家的途中,乘坐的货船行驶得很慢,这使我有充裕的时间来回味我刚刚在哥本哈根听到鲍威尔所做的关于 π 介子和 μ 介子的报告①。μ 介子是否告诉我们,正如我和缪勒在前一年所猜测②的那样,存在着一个以电子为某种基态的轻子谱系,而它的质量是量子化的呢? 也许是的。然而,对这些有预见性的但不一定必然相关的概念的追寻有这样一个问题:为什么没有像我们的简单模型所建议的那样存在分别以 π 介子或者核子为基态的质量状态的任何迹象呢? 在随后的那几年里,我虽然没有忘记奇妙的 μ 子(从来没有哪个粒子物理学家忘得了 μ 子,它至今仍是如此的奇妙),但却把所有关于粒子模型的想法丢在一边,转到其他方面去了。

1947 年 12 月,罗彻斯特(G. D. Rochester)和布特勒(C. C. Butler)发表了题为《一种新的不稳定粒子存在的证据》的论文。[2] 他们在曼彻斯特的布莱克特的实验室工作,在宇宙线云室照片里,发现了两个不寻常的事例。1946 年 10 月 15 日的一个,显示出一条分叉的径

① 第 18 章,(b)节。

② 第 18 章,(a)节,亦可看参考文献 1。

迹，他们把它解释成一个中性粒子自发衰变到一对带电粒子。1947年5月23日发现的另一个，①显示出一条带有一个明显扭结的径迹，很可能是一个带电粒子衰变为另一个带电粒子加上一个或者多个中性粒子。在这两种情况下，母体粒子的质量都落在770到1600m(m=电子质量)之间的某处。这一范围非常宽，这不仅是因为对衰变产物的辨认还不清楚，而且对它们的候选者π介子和μ子的质量，都还完全没有确立。记住，这时我们才刚刚发现$\pi-\mu$衰变几个月。

在以后的年月里，像罗彻斯特和布特勒那样的发现，即使数据是512 初步的，也会马上使人们激动地奔走相告，并且使得越洋电话的铃声一次次地响起来。但在1948年，我肯定已经听说过曼彻斯特的那些照片，却想不起它们曾引起过任何轰动，或者曾使我们立刻意识到一个关于物质结构的新时代的来临。它肯定不像几个月之前μ子的到来那样，由于解决了介子散射和吸收的佯谬而备受欢迎。曼彻斯特的“V粒子”(对这些新粒子的早期称呼)完全不是为了解决什么问题而得到的。另一个明显的对比是，在发现了最初的几个μ子之后，更多的μ子源源而来，这一进程虽然缓慢但却稳定。至于V粒子，罗彻斯特后来写道：“1947年之后的两年里，曼彻斯特小组好像是被耍弄了那样，感到十分尴尬，因为没有再发现更多的V粒子”。[4] 而且，其他人立刻重新审查先前的云室照片以寻找V粒子证据的工作[5]，看来也没有什么结果。多年之后我带着这个话题去找一位宇宙线的专家W. 鲍威尔(W. M. Powell)，特意问他为什么他们没有早一些发现本应发现的V粒子？② 他答应第二天给出回答。下一次我们见面的时候，他拿出一叠他在30年代所得到的云室照片，每一张上都显示出一个分叉，或者一个扭结。他告诉我，在50年代早期的一段时

① 这些日期是由罗彻斯特提供的。[3]

② 1944年，有一个事件[6]暗示着有一个质量～1000m的粒子。然而，“直到现在这个事件仍然是一个谜”。[7] 亦可参看文献8。

间里，他曾经相信这些就是 V 粒子，接着他又微笑说，由于在 30 年代对簇射的巨大兴趣，实验物理学家们通常会在他们的云室里安上许多金属板，用来得到多种多样的高能粒子，而很少关注单个的径迹。罗彻斯特和布特勒注意到的两个事件是从仅仅装有一块金属板的云室中得到的……

如上所述，在 1948 年对这一新发现没有什么反应。在波科诺会议(1948 年 3 月 30 日到 4 月 1 日)上讨论宇宙线的时候，没有任何人提到 V 粒子[9]。罗彻斯特本人在庆祝密立根 80 诞辰的讨论会上所做的关于宇宙线报告的文章里[10]，也没有把 V 粒子列入主要成果的名单。当我最近问及罗彻斯特这一问题时，他回答道："会议正式印发的文献其实是不完整的……而实际上我在我的报告里对 V 粒子讲了不少，并且还私下对几位有名的与会者讲了这些事，他们是安德逊、布鲁德(R. B. Brode)和罗西等等"。[11]①

在这次会议上，来自伯克利的布鲁德曾附带地提到[12]，在宇宙线里观察到 8 个质量在 500 到 $800m$ 之间的粒子。而勒普兰斯一兰盖(Leprince-Ringuet)在宣布一个[13]"我们叫做 τ 介子的非常重的粒子"的事例的时候，语气则肯定得多。这个在乳胶里发现的事件，是由一个质量至少为 $700m$ 的粒子引起的一次核蜕变。这一年年底，布里斯托尔小组首次发现了一个质量在 $870m$ 到 $985m$ 之间的带电粒子衰变到三个粒子的事件[14]；他们相信这三个末态粒子很可能都是 π 介子，尽管 $\pi+2\mu$ 或 $2\pi+\mu$ 也"不能够排除"。这是"τ 衰变"的第一个事例：

$$\tau^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \tag{20.1}$$

过了一年多时间，才又发现了另外两个同一类型的事件。[15]

513

---

① 罗彻斯特教授又寄给我几封 1947 年别人寄给他的信件的复印件，它们分别寄自费米(12 月 3 日)，海特勒(11 月 23 日)，鲍威尔(11 月 24 日)，罗西(11 月 28 日)和惠勒(12 月 9 日)，这些信件都对他们已经收到的罗彻斯特一布特勒论文[2] 的预印本表示出巨大的兴趣。在第八届索尔维会议(1948 年，布鲁塞尔)上，确实对这些粒子进行了讨论。但这次会议的会议记录到 1950 年才出版。

在 1950 年头几个月里，没有发生什么值得提及的事情。4 月，费米在耶鲁大学所作的《基本粒子》的报告，[16]没有提到 V 粒子或者 τ 粒子。然后，到了春末，我读到了加州理工学院的一份报告，它给出了用"发现所有新粒子的著名的安德逊云室"所得到的结果。[17]观察到 30 个分叉事件和 4 个扭结事件，其中大部分是在 3200 米高的威尔逊山上得到的。"我们必定会得出同罗彻斯特和布特勒同样惊人的结论……这些事件……代表了……一种新类型的中性和带电粒子的自发衰变。"[18]没有报导质量值。这些中性粒子的衰变产物，可以是两个 π，一个 π 和一个 μ，或者一个质子和一个介子(π 或 μ)。我大吃一惊：介子和核子终于有了家族？

现在，这些新粒子慢慢开始受到人们注意。在 1950 年 9 月哈维尔会议上，布莱克特报告了[19]曼彻斯特小组的发现，他们把云室搬到法国 2900 米高的南峰上的天文台，又发现了[20]十个这样的事件。10 月发生的第一件事是发现了现在叫做 Λ 的一个 V 粒子[22]，并且认出了它的一个衰变产物是质子，另一个是 π 或者 μ。在第一届罗彻斯特会议上(1950 年 12 月 16 日)，奥本海默建议对 τ 介子进行一次讨论[21]。但是那天整天的时间都用来讨论 π 介子一核子和 μ 介子物理学，根本没有讨论 τ 介子。到 1951 年 10 月，费米开始十分认真地对待这些新粒子，这个我们已经讲过了。① 在为期两天的第二届罗彻斯特会议(1952 年 1 月 11 日到 12 日)上，有一整天用来讨论新粒子；从此之后，这一论题就成为每次会议日程上的重要项目了。也是在 1952 年初，出现了关于新粒子的第一个理论探索，这是我们下一节要讲的话题。马尔沙克在那年出版的的教科书《介子物理学》里[23]，第一次为新粒子安排了一整章的内容。

让我们再扼要回述一下早年的日子。新粒子时代起始于 40 年代，以曼彻斯特、巴黎综合工业学校和布里斯托尔等小组在宇宙线中的发现为开端。他们所使用的探测器或者是云室，或者是乳胶。后

---

① 第 19 章，(f)节，第 2 部分。

一技术在引进剥离乳胶[24](1953 年)之后，得到了巨大的改善，这指的是把一张张乳胶层从底板上剥下来再铺叠成一些实心的堆块(乳胶叠)，最后堆块的体积可以超过 10 升，重量超出 60 千克。所有早期实验都是高品质的，但严重地苦于统计数太低，就像我在 1954 年发表的一篇以本节名称为标题的文章[25]里所试图说明的那样。应当强调，这些早期的发现其实是一种**逐步发现**过程的一部分。开始的时候在一个新的质量领域中发现了一些新粒子。它们的质量、衰变产物和寿命，还只有一种很粗略的估计，必须等待精心设计的实验给出精确的结果；有很多人对此作出了贡献。 514

50 年代早期的实验活动经历了一个快速扩展的时期。在 1953 年 7 月举行的巴格内雷－德比果里(Bagnères-de-Bigorre)会议的会议记录里[26]，记下了大约 20 个活跃在这一领域的小组①所作出的贡献。怎么会有这么多的参加者这样迅速地投入到这一新的探索领域呢? 这是因为他们可以使用世界范围内的可资利用的射线束和宇宙射线，而且不需要什么新的仪器装备。他们所要做的一切，就是小心守候那些罕见的事件。下面我简单概括一下他们的发现，更详细的叙述则请看培若(C. Peyrou)对这一时期的历史的杰出评介[7]。我所引述的文献，都是对新现象的第一次记载。而详细得多的重要参考文献可以在培若的文章里找到。

讲到这里，为了便于叙述，我们开始使用在以后几年引进的一些名词术语。在巴格内雷会议上采用了以下一些名称[27]：为 π 和 μ 起了共同名称“L 介子”，“K 介子”用来称呼那些质量在 π 介子和质子之间的粒子，“超子”[28]用来称呼“质量介乎中子同氘之间的”新粒子(如果发现了比氘还重的“基本粒子”，这一定义就要修改)。1954

---

① 这些小组分布在瑞士伯尔尼，印度孟买，英国布里斯托尔，比利时布鲁塞尔，美国芝加哥，爱尔兰科克郡，法国综合工业学校，意大利热那亚－米兰，德国哥廷根，美国印地安那大学，英国曼彻斯特，美国麻省理工学院，美国海军研究室(华盛顿)，意大利帕杜瓦，美国帕萨迪纳，美国普林斯顿，以色列雷霍沃特，美国罗彻斯特，意大利罗马，和美国圣路易斯等处。

年，提出“重子”这个名称[29]作为核子和超子的集合名称。在那时候，采用了一些符号来标记一些特定的重子：

Ξ^-	Ξ^0		(1320)
Σ^-	Σ^0	Σ^+	(1190)
	Λ		(1115)
	n	p	(940)

括号里的数字是位于其左侧的粒子的平均质量(以 MeV 为单位，并经四舍五入化成整数)；这些粒子态的更详细的说明和分类，将在(b)节里讨论。符号 Σ 和 Ξ 是在 1954 年[30]提出来的。①

对于 50 年代早期的新粒子的状况的最佳记载，无疑是巴格内雷会议的会议记录。[26]②在会议闭幕时，布莱克特说“在许多方面它是我参加过的最好的会议”。罗西在做总结的时候③着实感到为难，因为会议并未形成一致的意见。(后来发现会上有几个报告的结果是不正确的。)以下是从他的报告里抽出来的一些条目和引文：

515

(a)Λ 衰变：

$$\Lambda \to p + \pi^- + (\mathrm{m.p.})37\mathrm{MeV} \tag{20.2}$$

(m. p. =最可能的)，一个极佳值；平均寿命：3(现今最佳值 2.6)×10^{-10}秒。

(b)下述衰变方式的某种证据[33]：

$$\begin{aligned}\Sigma^+ &\to p + (\mathrm{m.p.})\pi^0 \\ &\to n + \pi^+\end{aligned} \tag{20.3}$$

(c)“巨大的惊奇之一”：衰变到 Λ+L 的“级联粒子”的证据[34]，后来理解成

---

① 在盖尔曼和我想到了使用符号 Σ 之后，我们需要为下一个更高质量的状态起个名字。这时我脑子里忽然浮现出大学生社团“$\Sigma\Xi$ 会”的名称。这就是级联粒子怎么样得到它的名字“Ξ”的缘由。

② 关于这一历史时期的更容易读到的评述文章见参考文献 31。

③ 一个大为简化的版本亦见参考文献 32。

$$\Xi^- \to \Lambda + \pi^- \qquad (20.4)$$

(d)第一个被束缚在核物质里的 Λ 粒子——"超碎片"的报告。[35]

(e)中性 K 介子。衰变

$$\theta^0 \to \pi^+ + \pi^- \qquad (20.5)$$

完全确立(θ^0 后来写成 $K^0_{\pi2}$);质量 495±2MeV(很准确),寿命≃10^{-10}秒(现在是 0.9 乘上这个数);有某些 $\tau^0(K^0_{\pi3}) \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ 的证据。

(f)带电的 K 介子,"我的任务当中最困难的部分"。(20.1)式表示的 τ 衰变完全确立。质量 495MeV(很接近);平均寿命"保守的估计"在 10^{-8}到 10^{-10}秒之间(现在是 1.2×10^{-8})。还有

$$\kappa^\pm \to \mu^\pm + 2\ \text{个中性粒子} \qquad (20.6)$$

的进一步证据[36],那时设想是 $\kappa^\pm \to \mu^\pm + \nu + \gamma$,现在知道是

$$K^\pm_{\mu3} \to \mu^\pm + \nu + \pi^0 \qquad (20.7)$$

还有较弱的证据显示有[37]

$$\chi^\pm \to \pi^\pm + 1\ \text{个中性粒子} \qquad (20.8)$$

现在知道是

$$\theta^\pm (K^\pm_{\pi2}) \to \pi^\pm + \pi^0 \qquad (20.9)$$

在评论这些纷杂的衰变过程的时候,罗西聪明地指出:"人们将会采取这样的观点,即两个粒子在证实它们不同以前是相同的",接着他又做出了最重要的评论:"你们在感光乳胶里和云室里,发现 χ 衰变、κ 衰变和 τ 衰变有相同比例……[这]意味着 χ 和 κ 粒子组与 τ 粒子具有非常近似的寿命……**这样我们就能够把粒子的数目降低到一**……在这些已被完全确认的粒子当中,有两个粒子的质量具有非常接近的相似性,我指的是带电的 τ 粒子质量为 970m,而 θ^0 粒子的质量是 971m。**这看来很难是一种偶然的巧合**……"。 516

他的观点被人们认真听取了。首先,要把 χ,κ 和 τ 当做潜在非全等的对象来处理。然而,关于它们的寿命的论证表明,它们可能是同一粒子(即 K^+ 或 K^-)的不同的衰变方式。关于它们的质量的论证,则表明带电的和中性的 K,可能形成一组多重态。随着时间的推

移，这些可能性都变成了确定性。

于是，宇宙射线物理学家们在只掌握了有限的统计数，而且在没有理论家们帮助的情况下，迎来了新粒子的时代；并且，他们猜想只存在一种带电的 K 粒子(及其反粒子)，从而铺平了通向发现宇称不守恒的道路。

C. F. 鲍威尔在巴格内雷会议的闭幕词中讲道："先生们，我们被侵犯了……一些加速器在这里"。[26]

1953 年 4 月，送出了第一批由大机器产生的粒子的报告[38]：在科斯莫加速器里已经看到了两个 V 粒子。在第四届罗彻斯特会议上(1954 年 1 月 25 日到 27 日)对此进行了讨论[39]。在第五届罗彻斯特会议上(1955 年 1 月 31 日到 2 月 2 日)传出好消息[40]说，在贝法加速器上已经发现了一打 V 粒子。自此之后，加速器就真正腾飞起来了。

第一批人造的 V 粒子是用云室①和乳胶发现的。然而，很快就出现了诸如切仑柯夫计数器等新型的探测器。刚刚发明的晶体管简化了电子设备。然后出现了泡室。接着的一种新装置是束流分离设备，它通过电磁方法分开束流来产生所需品种的粒子。② 宇宙射线的研究并没有止步不前，但到了 50 年代中期"所有人都知道宇宙射线已经完成了它在基本粒子物理学里的任务"。[7] 从天空来的射线敌不过从加速器里引出来的束流，其中的简单道理可以用以下的粗略数字说明。到达一座中等高度山顶上的、能量范围在几个 GeV 的宇宙射线质子的流量，大概是每平方厘米每分钟每球面度一个。在这一高度上装设的中等尺寸的泡室，大约每日能产生 1.5 个 V 粒子事件(衰变)。科斯莫加速器(3GeV)的每一个脉冲(每 3 秒)把 $\sim 10^{11}$ 个质子沉积在靶上。这些质子可以产生 $\sim 10^{9}$ 个 K^{+}。在束流分离

① 原文此处为"泡室"，于时间不合，亦与下文相左，故改为云室。——译注

② 在参考文献 41 里，有对各种革新的评述。

之后，还剩下～10^3 个 K^+（均指每一脉冲）。在 AGS 加速器(30GeV)上，相应的数字是：每一脉冲(每 3 秒)～4×10^{12}个质子→～10^{11}个 K^+→束流分离后～10^6 个 K^+（K^- 的数目要小 3—10 倍）。事实上，后来，K^-（和其他）束流的主要问题变成了要把事件发生率降到足够低，以免把探测器给堵塞住了。 517

至于宇宙射线研究给基本粒子带来的贡献，也许迟早会返回到前沿上来。

(b)早期的理论思想

1. 协同产生。近年来，《近代物理评论》的 4 月号①，总会有一集"粒子性质总览"的最新修订本。最近在"稳定粒子"标题下列出的条目，包括有 γ(光子)，W，Z，轻子，K 粒子，和以前列出的所有重子。第一次看到这一条目的时候，人们一定会觉得惊讶，不习惯那种把平均寿命～10^{-10}秒的粒子也算做稳定的奇怪做法。甚至粒子物理学家也会承认这样分类有点过分。然而，他(这是对他或她的简称)有很好的理由，把一个 Λ 或者一个 K 看做是非常长寿的。他所用的寿命尺度设定为 10^{-23}秒，这是一个 Δ(在"总览"里，它也作为一个粒子列出来)那样的共振②离解成 π 介子＋核子所费的时间。这一时间太短了，它从来不曾被直接测量过。可是，它可以从观察到的 Δ 共振的宽度 ΔE～100MeV，以及不确定性关系

$$\Delta E\Delta t \gtrsim h \simeq 4\times10^{-21}\,\text{MeV}\cdot\text{秒} \qquad (20.10)$$

推算出来。一个 Λ，严格讲起来也是一个共振，它也会衰变到 π 介子＋核子，但谁也没有直接观察到过它的～10^{-5}eV 的宽度，与此相对

① 后来改为隔年(每双数年份)在不同的刊物上轮流登出。例如：最近的两期是：Physical Review D, vol. 54, no. 1(1996)；和 The European Physical Journal C, vol. 3, no. 1～4(1998)。——译注

② 第 19 章，(d)节。

应的是它的易于测量的寿命～3×10^{-10}秒。沿用一种有点随意但是可以理解的惯例，粒子物理学家喜欢称 Δ 为一个共振，而称 Λ 为一个粒子。

为什么 Λ 和 K，还有 Σ 和 Ξ 的寿命有那么长呢？是什么使得衰变 $\Lambda\to p+\pi^-$ 进行得比 $\Delta^0\to p+\pi^-$ 慢得多呢？这个新的粒子中最稀奇古怪的问题，需要更精确的陈述。在此之前，我先透露一句妙语。在刚才引用的"总览"里，稳定粒子的定义是"所有在强相互作用下稳定的粒子"。

当时（我们是在 1951 年前后）已经知道[42]，V 粒子的产生率大约不小于 π 介子的百分之一。因此，这样丰富的产生率，应当是由在强度上差不多可与 π 介子－核子耦合相比的强相互作用引起的。假设有一种强度可相比较的 Λ 同核子和 π 介子的耦合。这就可以解释 Λ 为什么有这么丰富的产生率，但这样一来，又会使得 $\Lambda\to p+\pi^-$ 是一个快速过程，并且 Λ 会是一个"共振"，而它实际上又不是。因此，问题变成了怎样去调和丰富的产生率和缓慢的衰变这两者之间的矛盾。

518 1951 年初的某个时候，有人提出①，在核子和 π 介子之间存在的一个陡峭的势垒，可能扼止作为一种低能过程的 Λ 衰变，而并不阻止作为一种（较）高能过程的 Λ 产生；如果 Λ 有诸如 13/2 这样的自旋②，情况就会如此。我不大喜欢这种想法。上面已经提到，我那时有一个模糊的观念，觉得 Λ 应该同核子相关联，就像 μ 同电子一样。如果是那样的话，就应当去寻找一种解，在这个解中"重费米子[Λ]同核子一样基本"。[42] 于是，我开始找寻一种模型，在其中"强调选择定则所起的作用"，而这些定则应当是崭新的规则。

---

① 根据费曼（在 1951 年 6 月 7 日添加在他的高能物理的讲义[43]上的注解），这个想法来自福勒（W. A. Fowler）和费米。也可参看参考文献 44。

② 对这一想法的批评见参考文献 30。

熟悉了 π 介子物理中的困难，我知道微扰论是不会有什么用处的。此外还有电磁衰变的一些问题。还需要有进一步的规则，把像 $K^0 \to 2\gamma$ 这样的过程减慢至少 6 个数量级。于是我去寻找对于强过程和电磁过程成立而对弱过程不成立的选择定则，而弱过程的意思是“像……一些中微子过程那样，其中出现的耦合常数非常小”。我所建议的选择定则是“奇偶规则”，可以把它的最简单的形式陈述如下。对所有“老”的粒子（π，N，γ，轻子）指派一个数目 0，对新的粒子 Λ，K（其他新粒子那时尚未发现）指派一个数目 1。在一个任意过程中，先把全部初态粒子的这些数目加起来，然后将末态粒子的这些数目也加起来，得到的和数分别是 n_i 和 n_f。那么在所有强过程和电磁过程中，n_i 和 n_f 必定都是奇的或者都是偶的；在弱衰变过程中，n_i 和 n_f 应当有一个是奇的，而另一个是偶的。于是，$\pi^- + p \to \Lambda + \pi^0$ 是强作用禁戒的；而 $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 则是强作用允许的。一般地说，新的粒子总是成对产生的，它很像后来命名为“协同产生”（我不知道是谁造出了这个名词）的那种机制。此外，像 $K^0 \to 2\gamma$ 这样的电磁衰变是不允许的。$\Lambda \to p + \pi^-$，$K^0 \to 2\pi$ 等过程则是通过弱相互作用进行的。后来我得知①，有几位日本同行[46]已经考虑了一系列可供选用的规则，其中包括一条关于强相互作用选择定则的想法。

我在那个时候提到[42]：“也许有一种迹象表明，存在着一些类似核子和电子家族那样的基本粒子家族②；一个给定家族中的成员与一个给定种类的原子中的各个能级没有什么不同，都是靠一种量子化的过程来互相区别的，但这是一种新型的过程”。我还说到“在此刻寻求一种规律性的原理，最终就会像一位化学家在只给了他一打

① 1951 年秋天，我在普林斯顿高等研究院，接着又在第二届罗彻斯特会议上报告过我的想法。（我不能对这个报告标题中的名词“megalomorphs”负责。那是奥本海默的发明，他把它生造出来是因为“费米已经对‘基本粒子’这一名称感到厌烦了。”[45]）在此之后不久写成的论文里[42]，我提到了这几位日本人的文章。

② 在罗彻斯特会议上，我在黑板上画出了一张表，并对当时称为核子、玻色子和轻子的三个家族，进行了比较。（马尔沙克新近复制出了这张表。[47]）

519 零散的元素的时候,就让他去尝试建立周期表一样”。

在1953年初,我作出扩大同位旋群的第一次尝试,为的是给一个额外的量子数找出容身之处,这个量子数应当遵循一个附加的选择定则。换句话说,这一方案是要为所需要的附加量子数给出一个群论的基础。新的粒子应当组成一些像老的粒子那样的同位旋多重态;在所有的强相互作用中同位旋应当守恒[48],但在电磁作用中它不守恒,新的同位旋选择定则应当在这两种力里都成立,但在弱相互作用中则不成立。“现在的图象看来涉及各种相互作用的一种体系,这些相互作用对应于各个[内禀]变量的对称性等级体系。”[49]这个图象保留了下来。然而,扩张群的第一个例子[49]是完全不成熟的。原因之一是仍然没有级联粒子!在接着的几年内,探索过另一些可能性,其中包括费米一杨模型(第19章,(f)节)的几种变型,[50]①但是直到60年代初期,还没有找到正确的答案(第21章)。

至于协同产生,宇宙射线的证据[53]一开始好像是不支持的。回旋加速器的能量太低,不足以成对地产生新粒子,因而没有给出它们单独产生的任何证据。[54]当能量在GeV范围的加速器投入运行时,这个问题才作出了结论。一次科斯莫加速器的实验(1953年11月)[55]产生了第一个有说服力的结果,这也是第一次在加速器上发现新粒子:Σ^-,它衰变到$n+\pi^-$。

2. 奇异数方案。调和强产生和弱衰变的下一步,是由M.盖尔曼在1953年8月迈出的,他提出了一个天才的建议[56],让超子具有整数同位旋(那时还没有级联粒子),K粒子为半整数值。那年晚些时候,中野董夫(Tadao Nakano)与西岛和彦(Kazuhiko Nishijima)也独立地发表了同样的方案[57]。(再一次记住:同位旋T像角动量那样运算,见(17.30)式。一个粒子是用T和它的第三分量T_3标记的。)

---

① 关于这些模型的评述,见参考文献51和52。

让我们来看看它是怎样运作的。① 对带正电、中性和带负电的 Σ，应当有 $T=1, T_3=1,0,-1$；对 Λ 是 $T=0$。进一步，(K^+, K^0) 和 $(\overline{K^0}, K^-)$ 这两个多重态，每一个都有 $T=1/2$，并按次序有 $T_3=1/2, -1/2$。刚刚引入的两种中性 K 介子是另一件新鲜事。在仅仅存在着强相互作用的情况下，所有的 Σ 都是质量简并的，所有的 K 也一样。在这里只想提醒一下，核子还是同往常一样，(p,n)，$T=1/2$，分别有 $T_3=1/2, -1/2$。所有的多重态都由于电磁效应而使它们的各个成员的质量有轻微的分裂。

这是怎么回事呢？考虑衰变过程 $\Lambda \rightarrow p+\pi^-$，左边有 $T_3=0$，右边是 $T_3=1/2-1=-1/2$。Λ 在 T_3 守恒的强相互作用和电磁相互作用②下，可以长期生存，但在 T_3 不守恒的弱相互作用下衰变。产生过程是否能够通过强相互作用进行，取决于 T 和 T_3 是否守恒。第一类(守恒)例子是： 520

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0, \qquad \text{或 } \Sigma^- + K^+ \qquad (20.11)$$

而第二类(不守恒)的例子是：

$$n + n \rightarrow \Lambda + \Lambda, \qquad \text{或 } \pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^- \qquad (20.12)$$

每一个允许的过程都协同产生，但反过来说则是不真实的。过了一段时间，所有这些结果都得到了实验上的完全证实，同样获得证实的还有不久以后[60]对 Ξ 双重态的设定：$\Xi^0(\Xi^-)$ 的 $T=1/2, T_3=1/2(-1/2)$。

1954 年，盖尔曼和我准备了一篇联合报告《关于新粒子的理论观点》，其中总结了我们关于这个课题的所有的想法。[30]这篇文章是 6 月里在格拉斯哥会议上报告的。在盖尔曼的方案里，Σ^0 和 Ξ 还只是一种假说。这些粒子在几年后才在加速器的泡室中被发现：1956 年

① 为了方便，我用了现在的粒子符号，还加上了在参考文献 56 和 57 引入的粒子 Λ。

② 可以构造 T_3 不守恒的一些基本相互作用。但是，在任何合理的理论解释里，都没有出现这些相互作用。[58,59]

发现 Σ^0,[61]①1959 年发现 Ξ^0。[62]在 Λ 衰变,$\Sigma\to\pi+$核子,$\Xi\to\Lambda+\pi$ 的过程中有 $|\Delta T_3|=1/2$,有人据此提出[30],弱相互作用遵循更强一些的"破缺定律"②

$$|\Delta T|=1/2 \tag{20.13}$$

后来由此得到了许多不错的结果。③

这一方案的一个详尽而完善的考虑,是在 1955 年由西岛和彦[64]和盖尔曼[59]给出来的。这两篇文章都含有为了新粒子的需要而对(19.19)式进行的扩展:

$$Q=T_3+\frac{S}{2}+\frac{B}{2} \tag{20.14}$$

S 是叫做"奇异数"的量子数(西岛把它称为 η,即"η 荷"),它在强相互作用和电磁相互作用中是守恒的。S 的设定是:(p,n)是 0;Λ,Σ,$\overline{K}^0$,K^- 是-1;Ξ 是-2;K^+,K^0 是$+1$。弱相互作用的领头阶次遵从破缺定则

$$|\Delta S|=1 \tag{20.15}$$

奇异数方案在整个 50 年代是一种很可靠的指导。它的含意已被载入(全部由专家们撰写)许多著述里,包括一篇通俗小品[65],一本小书[66],一本专著[52],和一篇更高级的技术性论文。[63]在其后的岁月里,当发现有必要引进更多的量子数时,它的用途也一点没有削弱。

521

3.中性 K 介子复合体。在准备格拉斯哥报告的过程中,有相当

---

① T_3 守恒和 T 改变一个单位,Σ^0 衰变到 $\Lambda+\gamma$ 是允许的。

② 第 19 章,(d)节。

③ 例:根据(20.13)式,衰变过程 $\Lambda\to p\pi^-$ 对 $\Lambda\to n\pi^0$ 的比率等于 2。(20.13)式不是严格成立的。例如,当这一规则同电磁选择定则 $|\Delta T|=0,1$ 相结合的时候(第 19 章,(d)节,第二部分),$|\Delta T|=3/2$ 的弱跃迁是可能的。可以看到,在衰变过程 $K^+\to\pi^+\pi^0$ 中,这种被高度压制的跃迁是十分重要的。关于这些和其他一些弱衰变的详细分析,请看参考文献 63。

多的时间用来讨论费米提出来的一个问题：如果 $K^0(S=1)$和 $\overline{K}^0(S=-1)$是非全同粒子，这一点在实验室里怎么才能看出来？由此产生了“粒子混合”的新概念[67]，它是这样陌生，以至于我们想，最好不在格拉斯哥会议上提出来。几个月之后我们才把它写进论文中。这些想法是在电荷共轭(C)(和宇称)的不变性受到挑战之前形成的，下面将会介绍它最初的来龙去脉(使用现行的粒子符号)。而对其后的一些比较小的但是非常重要的改进，也将有简短的讨论。

考虑衰变过程(20.5)：

$$K^0 \to \pi^+ + \pi^-, \quad \text{振幅为 } A \tag{20.16}$$

在电荷共轭 C 的变换操作(在第 16 章，(d)节，第 3 部分有其定义)下，我们仍可得到上式的末态。① (20.16)式的电荷共轭是

$$\overline{K}^0 \to \pi^+ + \pi^-, \quad \text{振幅也为 } A^{②} \tag{20.17}$$

其末态同上一过程是一样的，但上一过程的初态有 $S=+1$，而这一过程有 $S=-1$。操作 C 怎么能够把末态变得一样，而初态却不一样呢？只要 S 是一个好量子数(强相互作用)就得不到这样的结果，但当 S 不是一个好量子数(弱相互作用)时，它就能够并且确实做得到。事实上，进行两次弱相互作用，就可以通过以下的过程将 K^0 和 $\overline{K}^0$ 混合起来：

$$K^0 \leftrightarrows \pi^+ + \pi^- \leftrightarrows \overline{K}^0 \tag{20.18}$$

先暂时将这种微小的混合搁到一边，引进下述两个单粒子态的联合

$$K_1 = \frac{K^0 + \overline{K}^0}{\sqrt{2}}, \qquad K_2 = \frac{K^0 - \overline{K}^0}{\sqrt{2}} \tag{20.19}$$

根据(20.17)，(20.19)两式，K_1^0 态能够衰变到 $\pi^+ + \pi^-$(其振幅是 $A\sqrt{2}$)，但 K_2^0 态完全不能够按此方式衰变(振幅为零)。更一般地说，$K_1(K_2)$仅能够衰变到在 C 操作下具有偶(奇)变换性质的那些态。因此，这两个态将具有不同的寿命，分别是 τ_1 和 τ_2。由于我们

---

① 由于 K^0 有零自旋，两个 π 子有零轨道角动量，因而在变换 $\pi^+ \leftrightarrow \pi^-$ 下状态不变。

② 至多差一个相位[因子]，而我们可以把它选择成+1。

522 应当把“粒子”的名称留给具有确定寿命的对象，因此 K_1 和 K_2 是真正的粒子，而 K^0 和 $\overline{K}^0$ 则必需被看做是由下式给出的“粒子混合”

$$K^0=\frac{K_1+K_2}{\sqrt{2}},\qquad \overline{K}^0=\frac{K_1-K_2}{\sqrt{2}} \tag{20.20}$$

我们立即可以猜出[67] $\tau_2\gg\tau_1$，K_2 的寿命应当比 K_1 长得多。原因很简单，有众多的理由表明，衰变到 $\pi^+\pi^-$ 和 $2\pi^0$（两者都是 K_2 所不能达到的）的衰变率，要比其他方式的衰变率大得多。两年之后，在加速器上所做的最后一批云室实验中的一个结果，得到了这种长寿命中性 K 介子的第一个证据[68]；τ_2 的现今最佳值是 5.2×10^{-8} 秒，比 τ_1 大～500 倍。1957 年发现[69]，在一支仅由 K^0 组成的束流里，有不到一半的粒子能够衰变到两个 π 介子，这是粒子混合的第二个证据[67]。

1955 年初，我在哥伦比亚大学就这个问题给一个讲习班授课之后，有一天，皮齐安尼找我聊天。我们对新近制出的 K^0 束流①的命运，作了长时间讨论。在讨论中产生了“再生”的想法，我们是用下一例子来说明[70]这个观点的。

高能粒子轰击一块设在云室中的薄板，在零时刻产生了一支纯净的 K^0 束流（为简单起见，假设是单能的），其密度是 ρ。t 秒之后，束流变成 K^0 和 $\overline{K}^0$ 的某种混合物，这是因为，在这段时间里，有比 K_2 更多的 K_1 衰变掉了；这里的时间 t 应满足 $\tau_2\gg t\gg\tau_1$。从量子力学不难算出，在时刻 t 发现一个 K^0 或者一个 $\overline{K}^0$ 的概率 $P_\pm(t)$ 是

$$P_\pm(t)=\frac{\rho}{4}\left[e^{-t/\tau_1}+e^{-t/\tau_2}\pm2e^{-t/2\tau_1-t/2\tau_2}\cos\frac{\Delta c^2t}{\hbar}\right] \tag{20.21}$$

这里的＋（－）分别指 $K^0(\overline{K}^0)$，而

$$\Delta=m(K_2)-m(K_1) \tag{20.22}$$

是由如同(20.18)式所示的弱作用效应所产生的微小质量差。[67]

其次，假设在时刻 t，现在差不多是纯 K_2 的束流，击中第二块

① 中性 K 粒子的产生是一种强相互作用过程，必定会产生 K^0 或者 $\overline{K}^0$ 态。

板，板的厚度允许强过程 $\overline{K}^0$ + 核子 → Λ 或 Σ + π 发生，但同时又足以吸收掉 K_2 里 $\overline{K}^0$ 的分量。奇异数的规则禁止 K^0 的类似过程。于是，这样的吸收会使束流中的 K^0 分量增加，促使 K_1 的再生，这表现为 $K_1 \to 2\pi$ 的重新出现。束流在第二块板上的散射，改变了它所含有的 K^0 和 $\overline{K}^0$ 这两个分量的相对相位，这种效应也会使 K_1 再生。总之，2π 衰变必定会重新出现，其衰变率最大不超过通过第一块板后的值的四分之一。① 在 60 年代初，用这个方法，以及 K_2 在复合核上和核子上的散射的方法，都观察到了再生。[73] 523

到此为止，t 比 τ_1 大一些。正如塞伯尔指出的，[70] t 和 τ_1 相差无几时，(20.21)式中涉及 Δ 的干涉项就可能会给出可观察的效应。很快就有人提出通过跟踪老化的 K^0 束流，来实际测量质量差 Δ 的理论建议；在测量的过程中，利用轻子 $+\pi^0+\nu$ 的衰变[74]，或者 K^0 和 $\overline{K}^0$ 两分量不同的强相互作用[75]来作为判别手段。

Δ 是极小的。从(20.10)式(取 $t=\tau_1$)可以估算出，它大约是 10^{-5}eV，这也是实际上观察到的数值。正是由于 Δ 效应及时积累的可能性，使这个已经检测出来的粒子间的最小质量差，成为了一个可观察的量。Δ 的符号也已经知道了：它是正的。②

有许多更加"稀奇古怪的 K^0 和 $\overline{K}^0$ 混合的表现"。[77] 我偏爱的一个例子是湮灭过程 $\overline{p}+p \to \overline{K}^0+K^0$，这一过程在低能时主要是从 ^1S 的初态出发的。可以证明[78]，在三种设想的组合衰变 K_1K_1，K_1K_2，和 K_2K_2 中，只有第一个是被允许的。实验已经证实了这一论断。[79] 这是中性 K 介子系统怎样用作一种检测背景的又一个惊人的例子，它不仅用于检验某种粒子性质，而且也用于检验像量子力学的叠加原理这样十分普遍的概念。正如费曼所说："它不是以漂亮的③把戏为基础的……我们已经把叠加原理的逻辑结论用到了它的极限……

① 开斯[71]和古德(M. L. Good)[72]对这些机制有详尽的分析。

② 在参考文献 76 里，收集了对 Δ 的各种测量的原始文献。

③ 费曼原文这里有"数学"一词。——译注

它完全可行”。[80]关于这些现象的详细评述，请读者参阅李政道和吴健雄(Wu Chien-Shiung)的总结性文章。[81]

(c)空间反射和电荷共轭下的不变性成为破缺的时代

1. 达利兹图变得稠密了。 前面已经提到，在加速器上观察到第一个奇异粒子是在 1953 年，但直到 1955 年，机器物理学才开始在这个题目上占主导地位。在这一段时间里，宇宙射线继续提供重要的信息，其中包括确认了[82]由(20.9)式表示的 $\theta^{\pm}$ 的衰变方式，其重要性将在下面讨论。因为加速器刚开始接管这一领域，所以，首先要考虑的是宇宙射线物理学家关于所有带电的 K 衰变都显现出相同寿命这一猜测(见(a)节)是否正确。1953 年，这些早期结果被统计性大为改善了的一系列实验所确证[83]。当发现在改变 K^+ 的产生条件后各种衰变方式的分支比保持不变[84]时，以及观察到 $\theta^{\pm}$ 同 $\tau^{\pm}$ 散射的等同性[85]时，就进一步证实了只存在一种具有许多衰变选择的 K^+(和一种 K^-)粒子。质量的测量再次肯定从宇宙射线数据得出的另一524 个结论：带电的和中性的 K 粒子的质量是几乎相等的。[86]于是，这方面的情况看来是最简单不过的：一个带正电的 K 粒子和一个带负电的 K 粒子，加上那些中性的 K 粒子，形成一组近似的多重态。

然而，这里有一个麻烦。

(20.1)式表示的 $\tau^{\pm}$ 衰变中产生的个别 π 介子，当然不会只有一种能量。可以在一个有限的二维区域内，标出它们的可能的能量范围，其中每一点都标志着三个 π 介子的一种确定的能量分配比例。在 1953 年的巴格内雷会议上，达利兹(R. H. Dalitz)提出了[87]对这一区域进行映射的一个很简便的办法。在每一本合格的粒子物理学教科书上，都有“达利兹图”的说明。[88]在这里只说一点就够了：在这种图上相等的面积对应着相等的(协变)相空间体积，这是一种非常有用的性质。随着时间的演进，达利兹在他的图上所记录下的 τ 事件

的数目，讲述了那一段时期的故事。他在 1953 年取得了[87] 13 个点（都是从宇宙射线得来的），在第五届罗彻斯特会议上（1955 年 1 月 31 日到 2 月 2 日）[89]有 53 点（其中 42 点来自宇宙射线）；在第六届罗彻斯特会议上（1956 年 4 月 3 日到 7 日）[90]有超过 600 点，它们大部分来自加速器。出现的点越多，就越有力地证明它们的分布是均匀的。很容易看出[88]，这种分布强烈地显示① $\tau^\pm$ 具有零自旋。然而，这引出了一个严重的争端，在那些日子里叫做 $\tau-\theta$ 之谜。

从简单的推理得知[88]，给定 π 介子的自旋（零）和宇称（奇），则零自旋的 τ 必定具有奇宇称；它是一个赝标量。如果 τ^+ 和 θ^+（(20.9) 式）像看起来那样有可能是同一种粒子的不同衰变方式的话，则 θ^+ 当然也应当具有零自旋、奇宇称。但这不可能！因为，从简单的推理也可以得知[88]，同样运用 π 介子的一些性质，(20.9) 式却意味着：零自旋伴随着偶宇称。一个粒子的宇称不能忽而是奇，忽而是偶的。②怎么办？

在我们面前出现了三种选择。第一，也许 τ 和 θ 是两种完全不同的粒子[91]，而不是一个粒子的不同衰变方式。如果是这样的话，那就难以理解它们的质量为什么几乎是简并的，而它们寿命的等同性也显然无法解释。第二，也许自旋不是零。例如，自旋是 2 和偶宇称，这就允许 2π 和 3π 两种衰变。在达利兹图变得越来越稠密的时候，这种选择就越来越缺少吸引力了。这两种方法（它们提出来后，很快就被放弃了），代表了力图用常规手段来挽救局面的尝试。而第三种选择则不同，它主张：只有一种带电的 K 粒子，其自旋为零，而宇称在衰变中不守恒，这样，2π 和 3π 衰变就可以不受限制地成为不 525

① 这种分布不仅决定于自旋，而且取决于那些衰变 π 介子之间的相互作用。如果 π 介子的自旋是零，而且它们之间只有微弱的相互作用，那么（对大量数目的点说来）分布是均匀的。没有发现过与此相反的证据。

② 在完全确认 θ^+ 之前，常常把 τ^+ 同 (20.5) 式的 θ^0 相比较。如果假设这两个粒子属于同一个双重态，这种做法也会得出相同的结论。这种推理是对的，但比较起来不如在 1956 年开始使用的 $\tau^+-\theta^+$ 那么直接。

同的衰变方式。

我不知道是什么时候第一次提出在K衰变中的宇称不守恒这个课题；很可能这个想法同时在几处独立地提出来。至少早在1954年的东京会议上，就出现了这个论点，但那时更多地是作为一种逻辑上的可能，而不是一种要着手实行的想法提出来的。① 可是，到第六届罗彻斯特会议上情况就发生了变化，人们第一次在会上会下对这种选择进行了认真的讨论。在达利兹的报告后，奥本海默指出[93]："τ介子会有内在或者外在的复杂性。在这两方面它都不会是简单的。"不久以后我写道："在从罗彻斯特返回纽约的列车上，杨振宁教授和笔者各自同韦勒打了一美元的赌，赌θ和τ是两个不同的粒子；韦勒因此赢了两美元"。[94]

我将在后面简短地讲到以后的情况，但首先必须谈一谈早期的一些有关事项。

2. 1956年以前的P，T，和C。早在1924年，索末菲的一位学生拉博特就发现[95]，铁原子的各个能级由不能够相互组合的两个子集组成。几个月后，罗素（H. N. Russell）在研究钛的时候，又独立地做出了同样的观察[96]。后来弄清楚了，他们的结果是一条一般性的量子力学规则的一些特殊情形；根据这条规则，由电偶极辐射发出的所有光谱线，都是由具有相反宇称的一些原子（或分子）状态之间发生的跃迁所产生的。然而，在1924年尚没有量子力学，因而甚至还不能够对宇称给出定义。海森伯在他创立量子力学之前的最后一篇文章（4月25日）[97]里，试图去构筑"拉博特定则"的理论基础。但在那个时候，建立一种正确的解释还为时过早。到1927年5月，即量子力学创立两年之后，维格纳找出了正确的答案。[98]他把原子的状态分为"正常项"（我们称为偶宇称态）和"反射（gespiegelte）项"（奇宇称）

① 布月克纳："如果对这些粒子指定高于零的自旋……那么同一粒子就可以衰变到2π或者3π，而不必有任何对宇称守恒的破坏。"[92]

两种；并且指出，对于电偶极辐射，只允许那些正常↔反射态之间的跃迁。1928年2月，在他的极赋创造性的文章《关于量子力学里的守恒定律》里，又回到了这一问题。[99]他在文章中指出，这些定律同是否存在与哈密顿量 H 对易的幺正算符 P 相关联。其结果是，可以选择那些使得 P 和 H 同时对角化的的状态；P 是守恒的。取 P 为反射算符（Spiegelung），它的本征值即宇称量子数，或者简称为宇称①，可以是+1或者−1。维格纳[99]对此评论说："运用［宇称］的机会一定很少，因为它只有两个本征值（±1），因此，它也不会有多少预言能力［！］。"② 526

更重要的是，维格纳强调："［宇称］在经典力学里没有类似物。"顺便比较一下，空间转动下的不变性产生一条守恒律（角动量守恒）；角动量是一个运动积分，不管在经典力学还是在量子力学里都是如此。另一方面，空间反射下的不变性在经典物理学里已经有了明确的定义（并且在晶体分类里应用了），在量子力学里却只产生与之相联系的宇称概念及其守恒律。维格纳就这样第二次引进了一种分立对称性，它没有经典对应物（第一次是他对全同粒子置换对称性的处理。③）

宇称选择定则是乘法规则的第一个例子。例如：一个两粒子系统（AB）处在具有确定的相对角动量的状态上时，其宇称是A和B两者的内禀宇称相乘，再乘上轨道宇称④的乘积。虽然如此，我们总是说一个H原子态的宇称与其轨道宇称等同。在这里没有计入质子和电子的内禀宇称，因为在整个物理学里，都可以约定这两个宇称是正的。假若我们选取了任何别的约定，我们就不得不在一定程度

① 韦尔[100]在1931年和泡利[101]在1933年仍然使用老的名称"signature"。1935年可以看到"宇称（parity）"这个名称。[102]我不知道这是谁的发明。

② 德文原文是："Man wird ihn aber nur selten gebrauchen können da er nur zwei Eigenwerte（±）hat und so zu wenig auszusagen vermag."

③ 第13章，（a）节。

④ 这里所说的轨道宇称等于 $(-1)^l$，l 是轨道角动量量子数。——译注

上改变我们的语言，但不会改变任何可观察的结论。正如威克、怀特曼和维格纳所特别强调过的[103]，两个状态的相对相位是否可以测量，抑或仅仅是约定，这依赖于观察到这些状态之间的相对宇称的可能性，与何种实验没有任何关系。还要注意在量子场论里，偶宇称和奇宇称的零（或 1）自旋的自由场，没有什么区别。**宇称的物理内容是同相互作用紧密相连的**，这是一个被“内禀”宇称这个名词不必要地弄含混了的事实。不论怎样选取相位，当 H 在空间反射下不能保持不变时，宇称就会受到破坏。

量子力学的第二个分立对称性，是在时间反转（T）下的不变性；它在早期的经典物理学中起到过突出的作用，特别是在调和表观上不可逆的热力学性质（第二定律）与作为热力学基础的、本身是 T 不变的经典力学定律之间的矛盾上。玻耳兹曼把它推广到经典电动力学，他在 1897 年指出，[104]“如果在某一给定时刻，让所有的电力和极化都保持不变，但反转时间方向以及磁力和极化方向，那么麦克斯韦方程组将不改变。”这是对普朗克与此相反的一种论证的反驳。[105]

527 量子力学里第一次对 T 不变性的讨论，又是由维格纳做出的。[106]他是从克拉默斯的简并度定理[107]得到启发的。这条定理说，奇数个自旋 1/2 的粒子的能量本征态，在没有外磁场的情况下，至少是双重简并的。克拉默斯运用的是特别的动力学考虑。维格纳把这条定理还原到它本质的意义上，即 T 不变性的一个结果。该定理对 T 不变性含意的一般特性给出了一个例证：这些含意总是涉及不同状态之间的一些关系，而决不是单个状态的内禀性质，这同 P 的情况大不相同。这种区别是由于时间反转操作（用维格纳的话说[106]），“因其非线性特点而并非无关紧要”。特别是在简单的薛定谔理论里，T 把一个波函数变为它的复数共轭（T 是“反幺正的”）。因而，决不会有同 T 不变性相联系的量子数。还要注意到，在施加 T 变换时，我们不仅必须将动量反转，而且要把自旋也反转过来（与细致平衡论证的情况不同[108]）。

下一个出现的分立对称性操作是电荷共轭（C）不变性，这种不

变性已经在前面讨论过了。① 应当指出，C 不变性只能在量子场论的范围内才能够得到合适的处理；而且在 C 变换下，电磁流和矢量势都要改变符号。C 操作也可以类似地施加到在一般的 β 衰变相互作用里出现的、由(17.26)式表示的所有五种协变量上：

$$H_1=\sum_i g_i\,\bar{\psi}_p O_i\psi_n\cdot\bar{\psi}_e O_i\psi_\nu+\text{厄密共轭}$$

$$i=S,V,T,A,P, \tag{20.23}$$

$$O_S=1,\quad O_V=\gamma_\mu,\quad O_T=\sigma_{\mu\nu},\quad O_A=i\gamma_\mu\gamma_5,\quad O_P=i\gamma_5,$$

它们在 C 操作下变换到如下的结果($a,b=\mathrm{p},\mathrm{n}$ 或 e,ν)

$$\bar{\psi}_a O_i\psi_b\rightarrow\epsilon\,\bar{\psi}_b O_i\psi_a \tag{20.24}$$

$$\begin{aligned}\varepsilon=\ \ &1\qquad \text{对 } O_i=S,A,P,\\ -&1\qquad \text{对 } O_i=V,T.\end{aligned} \tag{20.25}$$

P 和 C 的不变性提供了有关物理学定律的不变性与初始条件的非不变性之间的区别的极好说明。P 并没有因为我们的心脏长在左侧，或者因为偏振光在通过蔗糖的水溶液时偏振面向左旋转而受到破坏。C 也没有因为在我们的环境中的质子和电子比它们的反粒子多得多而受到破坏。所有这些情形都是由于局域非对称的初始条件而产生的。

在樱井纯[52]和李政道[109]的两本书里，读者可以看到 P,C,T 对称性的许多有趣的应用。

3. 自旋和统计，*CPT* 定理。如下面将要简短回顾的，实验已经揭示，自然界并不严格遵守在 C,P,T 这几种变换下的不变性。然而，直到今天，还没有发现在这三种对称性变换的(任意阶次的)联合作用下，相应的不变性有什么破坏。理论上，这种“CPT 不变性”占有独一无二的位置。当发现在单独的 C,P 或 T 变换(以及其中任意两个变换的乘积)下的不变性不成立的时候，并不由此而影响到相对论性量子场论的其他基本假设。而 CPT 不变性的破坏则严重得 528

① 第16章，(d)节，第3部分。

多,因为这样就会要求对其他一些普遍原理作出修改。这就是"*CPT* 定理"的含义,即使在 *C*,*P* 和 *T* 这几个单独的变换都受到破坏的时候,这条定理仍然是成立的。

为了认识这条定理的普遍性,最好讲一讲一个密切相关的问题,即自旋与统计之间的联系。这样,我们要回到 30 年代。

1934 年 6 月,泡利把一份他同韦斯科夫合写的关于零自旋场量子化①的文章的复本寄给海森伯。我们记得((16.47),(16.48),(15.41)诸式)这种场是通过玻色一爱因斯坦规则进行量子化的。泡利在附寄给海森伯的一封信[110]里,第一次论述了自旋与统计之间的联系:"我们用[按照费米一狄拉克统计的②]不相容原理的规则来对标量波动方程进行量子化的时候,不可能同时做到:(1)相对论不变性和规范不变性成立,(2)能量本征值是正值;而如果按照玻色统计来做量子化,则能够同时满足这两个要求。"不久以后,这段评语导致了自旋一统计定理的诞生;它的大致意思是:半整数(整数)自旋的场只能按费米一狄拉克(玻色一爱因斯坦)统计进行量子化。菲尔茨关于自旋>1 的场的文章[111],及泡利 1940 年的文章[112],是在这个方向上迈出的重要步骤。③ 这条定理逐渐摆脱了不必要的假设,到 1958 年布高因(N. Burgoyne)用最普遍的方式将它表达出来[115]时,再也不需要对场方程或者相互作用形式作出任何限制了。(规范不变性并不是必不可少的。)如果一种场论满足下述各项条件:(1)在常规(无空间反射)正时(无时间反转)非齐次(包括空间一时间平移)洛伦兹变换下的不变性;(2)无负能态④;(3)在希耳伯特空间中的度规是正定的;(4)在类空间隔中,不同场算符或者是对易的,或者是反对易的

① 第 16 章,(d)节,第 7 部分。

② 参看第 16 章,(d)节,第 2 部分,以及(15.46)式。

③ 在参考文献 113 和 114 里,可以找到关于自旋一统计以及 *CPT* 定理的各个发展阶段的详尽得多的细节,也可以找到所有有关文章的出处。

④ 或者更恰当地说(为了避免任何排斥"空穴理论"的观念),能够定义一个最低能量的状态,并且约好给它以零能量。

（见(19.40)式），这样场就不会具有自旋与统计之间的“错误”联系；并且这对任意自旋都成立。

现在可以简单地将 CPT 定理陈述如下：刚才提到的那些条件足以①证明，联合的 CPT 对称性下的不变性：左↔右，粒子↔反粒子，过去↔将来，必定成立。泡利在 CPT 不变性的演进过程中，再一次起到了关键性的作用。[116]约斯特给出的最普遍的证明[117]，是以怀特曼的量子场论公理式程式为基础的②。这个理论，以及先前的那条定理，都是严格的理论与实际应用相结合的最好的例子。 529

下述例子[118]表明了这条定理是怎样“运作”的。考虑相互作用

$$H=H_1+H_1' \tag{20.26}$$

其中的 H_1 由(20.23)式给出，而

$$H_1'=\sum_i g_i'\bar{\psi}_p O_i\psi_n\bar{\psi}_e O_i'\psi_\nu+\text{厄密共轭}$$

$$O_S'=i\gamma_5,\quad O_V'=i\gamma_\mu\gamma_5,\quad O_T'=\gamma_5\sigma_{\mu\nu},\quad O_A'=\gamma_\mu,\quad O_P'=1 \tag{20.27}$$

如果 P 守恒，则所有 g_i，或者所有 g_i' 消失。如果加上 C 守恒，则所有 g_i，或者所有 g_i' 是实的，这也与 T 不变性独立的要求一样：“P 守恒和 C 守恒意味着 T 守恒”。如果 P 不守恒，则 C 要求 g_i 相对于 g_i' 是虚的，而 T 却要求它们是相对实的：“P 不守恒 C 守恒意味着 T 不守恒”；等等。任何一个同这些不变性打交道的人，都知道这是一场关于相对相位的狂野游戏。CPT 不变性是各种粒子都存在反粒子③，以及这些成对的正反粒子的质量和寿命相等的最低限度的充分条件。[119]这种论证的微妙之处可以用以下的事实来做例证：如果一种粒子能够分成两种或者更多种的衰变方式，那么 CPT 定理并不要求这些过程和相应的反过程有同样的分支比。而同往常一样，这

① 实际上关于对易关系的要求可以放松一点（改为“弱局域对易性”）。[113,114]

② 他的证明基于这样的事实，即在洛伦兹群的复延拓里，PT 可以从单位元素连续地产生出来。

③ 像 π^0 和 γ 那样的自共轭粒子当然除外。

当中最为玄妙的是 $K^0-\overline{K}^0$ 系统。仅当弱相互作用被忽略时，它们才可以看做是粒子一反粒子。而当弱相互作用被考虑进去时，就出现了迄今为止对 *CPT* 最强有力的检验：对 K^0 和 $\overline{K}^0$ 质量差的限制。[120]

4. 向弱相互作用的普适性迈进。轻子守恒。在介绍关于分立对称性的下一阶段发展之前，最好先简单讲一下弱相互作用新近的部分进展。

前面讲到，①在 1940 年前后，已经难于调和宇宙射线介子（后来的 μ 子）同汤川介子（后来的 π 子）的寿命和散射的矛盾。结果，早在 1941 年就有人考虑过[121]，μ 子可能是一种自旋 1/2 的粒子，具有以下

530 一些可能的衰变方式

$$\mu\rightarrow e+2\nu \qquad (20.28)$$

$$\mu\rightarrow e+\gamma \qquad (20.29)$$

（记住，这是在澄清了 π 和 μ 的区分之前好几年的事。）1947 到 1948 年，为找寻(20.29)式表示的过程中的单色的 γ 粒子的最初尝试，得出了否定的结论。[122]下一章将会看到，我们认为它本应如此。② 现在我们还是继续对反应(20.28)式进行讨论。

在 1948 至 1949 年间，对这种衰变以及 μ 俘获过程：$\mu^++n\rightarrow p+\nu$，进行了许多理论上的研究，所有这些工作都是从类似于(20.23)式那样的相互作用出发的。把后一种相互作用以符号 $(\bar{p}n)(\bar{e}\nu)$ 表示，再考虑以下三种分别产生 β 衰变、μ 俘获和 μ 衰变（以及相应的逆过程和共轭过程）的耦合形式

$$(\bar{p}n)(\bar{e}\nu),(\bar{p}n)(\bar{\mu}\nu),(\bar{\nu}\mu)(\bar{e}\nu) \qquad (20.30)$$

实验的分析揭示，μ 衰变和 μ 俘获的耦合常数和 β 衰变的耦合常数

① 第 18 章，(b)节。

② 1977 年当谣传发现了这种衰变的证据时，引起了一阵强烈的兴奋和激动。[123]但这一传闻是不确切的。

是同一数量级的。这一事实引出了普适费米作用的假设：在(20.30)式里的所有三种耦合应当是同一类型(S,V,T,等等)的，并且基本上具有相同的强度。[124]

在μ衰变中的电子能谱，总的说来取决于(20.23)式的五个耦合常数g_i。下一步的进展是米歇尔证明[125]这种依赖关系可以归结为①这些常数的一个单独的无量纲组合ρ，后来把它称为米歇尔参数。米歇尔指出[125]，ρ的可能范围取决于(20.28)式表示的反应产生何种粒子。如果产生两个中微子，或者两个反中微子，那么，$0\leq\rho\leq3/4$；如果$0\leq\rho\leq1$，那么中微子和反中微子就一样有一个。几年之后弄清楚了，后一情况是真实的，即：

$$\mu^{\pm}\rightarrow e^{\pm}+\nu+\bar{\nu} \tag{20.31}$$

(20.31)式的选取是以轻子数守恒原理为指引的，这一概念由科诺平斯基和马赫穆德(H. M. Mahmoud)在1953年的一篇文章里[127]提出，其内容是对e^-约定一个“轻子数”+1，再加上如下的规定：μ^-，ν为+1，e^+，μ^+，$\bar{\nu}$为−1；其他粒子为0。那么在所有的反应里轻子数都是守恒的(在以上的例子里，对μ^-有：$1=1+1-1$)。轻子守恒意味着(17.28)式表示的无中微子产生的β衰变不存在，反之亦然。[128]

531

其他的弱衰变也在(20.30)式的框架内进行讨论。例如$\pi^+\rightarrow\mu^++\nu$，它被认为是由强过程$\pi^+\rightarrow p+\bar{n}$再接以费米相互作用过程$p+\bar{n}\rightarrow\mu^++\nu$这样的两级过程来实现的。根据(20.30)式，$\pi^+\rightarrow e^++\nu$也应当可以通过同样的过程链来实现。然而，计算表明，像实验所要求的那样，只要如果π介子是赝标量，并且过程链中的普适β衰变相互作用以A型为主时，这种衰变就会压低得比μ方式还小。在这种情况下，$\pi^+\rightarrow l^++\nu$($l=e$或μ)的衰变率由下式给出

$$R(\pi^+\rightarrow l^++\nu)=\frac{f_{\pi l}^2 m_l^2}{4\pi m_\pi^3}(m_\pi^2-m_l^2)^2 \tag{20.32}$$

---

① 仅当对所有极化求和，且忽略同电子质量成比例的小项时，这才是对的。在发现了宇称不守恒后，在μ衰变里一般可以引入10个耦合常数，这时这些结论依然不改变。[126]

其中所有的强相互作用性质都归拢在常数 $f_{\pi l}$ 里了。普适性要求(在电磁辐射修正范围之内)

$$f_{\pi e}=f_{\pi\mu}\equiv f_{\pi} \qquad (20.33)$$

由以上公式算出的 e/μ 衰变率之比是 $\sim10^{-4}$。好些年来在这一比率的范围内寻找电子衰变方式的实验努力都没有结果,以至于在第八届罗彻斯特会议(1958 年 6 月)上,它仍然引起了巨大的关注。[130] 两个月之后,终于发现了 $\pi\to e\nu$,[131] 它的衰变率与预期的差不多。每个人都松了一口气。

不久之后,对 K 衰变运用了与 π 介子相似的论证。[132]

5. 1956 年底:*P* 和 *C* 都破坏了。1957 年 1 月 16 日,《纽约时报》在它的头版登出了一篇文章,标题是《哥伦比亚和普林斯顿研究院的科学家们正在准备推翻物理学的基本概念/对核理论中的宇称守恒提出挑战》。

宇称破坏的明显实验证据,要求测量出一种"螺旋"分配——一种在空间反射下具有奇性的量。例如:选取一个确定的坐标系,在其中定义一个量 H:

$$H=\vec{J}\cdot\vec{p} \qquad (20.34)$$

式中的 $\vec{J}$ 是用 $\hbar$ 为单位表示的一个角动量(它在空间反射 P 变换下是偶的,即不改变符号),而 $\vec{p}$ 则是动量方向上的一个单位矢量(它在空间反射 P 变换下是奇的,即改变符号)。现在测量 $\vec{J}$ 和 $\vec{p}$ 之间角度 θ 的概率分布。如果这一分布对垂直于 $\vec{J}$ 的平面(即相当于 $\theta\to\pi-\theta$ 的变换)是反对称的,那么宇称就破坏了。鉴于 $K\to2\pi$ 和 3π 这些最先引起宇称话题的过程,不能提供足够数量的独立矢量来定义一种像(20.34)式那样的、或者任何别的形式的螺旋,那么就要另外想办法了。

关于(20.34)式还要讲一点。如果 $\vec{J}$ 和 $\vec{p}$ 分别指的是同一个粒

子的自旋和动量的话，H 就叫做它的螺旋度。螺旋度的期待值取决于坐标系的选取，但无质量的粒子则不然。例如，对中微子来说，可 532 以看到自旋必定是同动量平行或者反平行的，因而在任何参照系中都有 $H=\pm 1/2$。根据约定，如果 $H=+1/2(-1/2)$，我们指的就是一个右(左)手的中微子。

现在回到我们的故事上来。下一步要发生的是一个令人大吃一惊的发现：不同于 $K\to 2\pi$ 和 3π 的弱相互作用过程，确实可以提供测量螺旋分布的可能性——但是从来没有着手做过这样的实验。从来不曾在任何弱相互作用中检验过宇称是否守恒!!

1957 年底，我趁着记忆犹新之际，记下了[94]第六届罗彻斯特会议之后发生的那些事件："似乎可以公平地说，在两年之前(这是为了选定一个合理的时间参照点)几乎所有物理学家都相信，空间反射不变的普遍有效性已经由实验观察所牢固确立。① 似乎可以公平地说，那时候只有很少数几位实验物理学家设想过要做挑战宇称守恒的普遍有效性的实验。② 似乎可以公平地说，李政道和杨振宁就宇称问题所做出的主要贡献……是指出宇称守恒从来没有在(β 衰变，π 衰变，μ 衰变)这个物理学领域内受到过检验，尽管关于这个领域两年前已经知道了许多，但还不够；他们两位还讨论了做出这种检验所需的一系列实验条件。[134]

"这些研究工作开始是由于 K 介子的令人迷惑的性质激发的……李政道和杨振宁面对了这一挑战。紧接着[罗彻斯特]会议之后，他们展开了一场对那个时期关于空间反射不变性和电荷共轭不变性的实验知识状况的系统的调查研究。他们的结论是，对于一组相互作用来说，这两种不变性都一直没有得到确证。这些反应都是以其微弱为特征的，并且都属于上面讲过的三种类型的衰变过程，以及 K 粒子和超子的蜕变。于是，注意力转而集中到整个一类现象

① 有一个值得注意的疑虑，请看参考文献 103，脚注 9。

② 有一个值得注意的例外，请看参考文献 133。

上，而不再限于单个诱人的但是相对孤立的谜团之上。不久，他们同奥默(R. Oehme)合作[119]，对反演不变性，以及借助于 CPT 定理对"C、P 和 T 不变性"的几种可能的破坏形式的相互关系，进行了理论上的探讨。然后传出了重大的新闻：在 β 衰变里 P 和 C 的不变性确实都不成立，而且在 π 衰变和 μ 衰变里也是这样。值得纪念的是，吴健雄(袁夫人)和她的合作者[135]进行的钴[60]实验，为此提供了第一个证据。新近又确认了，在 Λ 衰变里宇称也是不守恒的，这样一来，仅仅由于在理论上稍微拐了点弯，这个谜就被破解了。

533 "于是，李政道和杨振宁的建议，导致了我们对物理学理论根本结构的认识的一次伟大解放。原理再一次被判明为是一种偏见……

"他们的新近工作是关于中微子理论的二分量程式[136](萨拉姆[137]和兰道(L. D. Landau)[138]也独立地对这个课题做出过贡献)，以及对轻子守恒概念的研究。[136,139]在本文写作期间，β 衰变的实验情况在经历了去年夏天的混乱之后仍未明朗，这使得我们难以判定这些吸引人的想法是不是合理。最近，[李政道和杨振宁及其合作者]又分析了从 Λ 衰变得来的资料。[140]

"T. D. 和弗兰克[即李政道和杨振宁]，这是熟人对他们的称呼，他们风雅而又机智，对物理学有超凡的洞察力和有条不紊的本领。他们的意见被理论家们和实验家们所敬重。在这方面，他们颇有一点已故的费米的风格。"

刚才提到的几个论题，还需要进一步的详细阐述。在以下各节里还会继续讲述这几个论题，一直到 1964 年弱相互作用的进程出现另一件令人吃惊的新闻：CP 不变性和 T 不变性的破坏。

(d)迅猛膨胀的弱相互作用文献的节选

我们现在处于一个粒子物理学的文献猛烈膨胀的时代。仅就弱相互作用而言，从 1950 年到 1972 年，有来自 50 个国家的作者们写下了 1000 篇实验论文和 3500 篇理论论文，再加上 100 篇评述文章

(这些数字都是约数)。[141]这些文章发表的时间集中在发现宇称不守恒之后不久。在第一章里已经声明过，我从这里开始，只为读者作简要介绍，然后提示一些参考文献，其中包括实验方面和理论方面的若干参与者对那些紧张岁月的回忆(参看以下的原始文献)，还要推荐若干很好的教科书。① 下面接着要讲的是关于一些主要事件的梗概。

1. 先驱性实验。 这些实验当中的第一个，[135]首推 Co^{60} 核的 β 衰变的研究，它得出一个形式为 $1+a\cos\theta(a<0)$ 的 H 分布(其中的 $\vec{J}$ 是钴核的自旋，$\vec{p}$ 是沿着电子动量方向的单位矢量)，这是宇称破坏的一个明显的信号。没有办法用反 Co^{60} 核来证明 C 不变性也破坏了。关于耦合常数之间的相对相位的更详细的推理(参看(20.27)式之后的讨论)，可以证明 a 的大小显示出 C 不变性也破坏了。紧接着，又有两个实验显示了[146]在 $\pi^+\rightarrow\mu^++\nu$ 和 $\mu^+\rightarrow e^++\nu+\bar{\nu}$ 衰变中的 P 和 C 的破坏。这个结论，可以从 $\pi-\mu-e$ 衰变序列中观察到的 534 电子分布形式 $1+b\,\vec{p}_{\mu}\cdot\vec{p}_{e}(b\neq0)$ 得出[134]。② 下一步发现了[147]从非极化核的 β 衰变放出的电子的非零螺旋度，亦显现 P 的破坏。实验很快就检测到这种效应。[148]当 1957 年春天来临时，已经确定了只要是在弱过程里，P 和 C 都破坏了。不仅如此，这些破坏的效应还是很大的。

2. CP 不变性；重提 $K^0-\bar{K}^0$ 问题。 在实验观察到 P 破坏之前，问题就已经提出来了：假使 P 破坏了，有没有一种比较弱但却更精

---

① 参看参考文献 52,77,109,142,143,144。在参考文献 145 里，有若干重要文章的复制件。

② $\vec{p}_{\mu}$ 是在 π 介子静止系中 μ 子动量方向的单位矢量；$\vec{p}_{e}$ 是在 μ 子静止系中电子动量方向的单位矢量。

致的对称性取代它的位置呢？有几位理论家已经想到，联合的 CP 不变性会适合于这一目的：对着镜子观看，把电荷反过来，这样一切都会是对称的。[103,149]

马上就有人指出[136]，凭着 CP 不变性就足以保持 $K^0-\overline{K}^0$ 系统的主要性质，而原来这个问题是从 C 不变性的假设出发进行讨论的（参看前面的(b)节，第3部分）。像过去所做过的那样，用 $CP=+1$ (-1) 的态而非 $C=+1(-1)$ 的态来重新定义 $K_1(K_2)$。因为零角动量的 $\pi^+\pi^-$ 和 $2\pi^0$ 态在 P 和 C 变换下都是偶的，它们应当有 $CP=+1$。于是，K_1 能够而 K_2 不能衰变到 2π 系统的结论依然是正确的，这样，早先关于长寿命的 K_2 的论证仍然成立。可是，从 C 转换到 CP，严重地影响了中性 K 介子的 3π 衰变。[150]

现在，中性 K 介子复合体，作为测试 CP 不变性的基础而获得了新的意义。K_2 是不是真的决不会衰变到 2π 呢？1961 年前后，有报告指出这一衰变方式的分支比的上限是 0.3%。[151]另一项重要的测试涉及如下比率（R=衰变率）

$$\delta_l=\frac{R(K_2^0\to\pi^- l^+\nu)-R(K_2^0\to\pi^+ l^-\bar{\nu})}{R(K_2^0\to\pi^- l^+\nu)+R(K_2^0\to\pi^+ l^-\bar{\nu})},\ l=e\text{ 或 }\mu \tag{20.35}$$

δ_l 对零值的任何偏离，都会破坏 T 和 C，因此由 CPT 定理便可知 CP 必定也破坏了。[152] 1964 年以前的实验表明没有对 $\delta_l=0$ 的偏离[153]。而早些时候使用极化中子所做的 T 破坏的试验[154]，也没有得出什么结果。由此作出的结论是："尽管在几年前宇称守恒已经被推翻了，我们仍然对 CP 对称性有十足的信心"。[155]

3. 中微子二分量理论。和 CP 不变性一样，这一理论也是在观察到宇称破坏之前提出来的[137,156]，并且在此之后很快得到进一步的详细阐述。[147]这一想法可以回溯到韦尔把狄拉克波动方程的四个分

量中的两个指派给电子，而把其余的两个留给质子的尝试。① 由于这一图象破坏了宇称，而被认为(1933 年)[157]“不能应用于物理学现实”。一旦对 P 守恒产生了怀疑，就重新燃起了对二分量理论的兴趣，特别是在无质量的中微子(ν)和反中微子($\bar{\nu}$)上的应用。然而，应当记住，不论粒子是否具有零质量，都可以建立这样的一种自洽的理论。[158]

让我们停留在零的 ν 质量，并从下述方程表示的四分量型式开始

$$\gamma_\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu}=0 \tag{20.36}$$

(参看(13.41)式，ψ 是量子化的)。引入同 γ_μ 反对易的“手征”算符 $\gamma_5$②，由此 $\gamma_5\psi$ 也满足方程(20.36)，同样，

$$\psi_\pm=\frac{1\pm\gamma_5}{2}\psi \tag{20.37}$$

亦满足这一方程。可以选取 γ_5 为对角化的表象，它的本征值是 ±1，每一个值出现两次。于是，$\psi_\pm$ 就是二分量的波函数了。最简单形式的二分量理论宣称，在所有的中微子相互作用里，都会出现 ψ_+ 或是 ψ_-。能够证明，它们分别只有如下的对应关系

$$\psi_+ \leftrightarrow H_\nu=-H_{\bar{\nu}}=-\frac{1}{2} \tag{20.38}$$

$$\psi_- \leftrightarrow H_\nu=-H_{\bar{\nu}}=+\frac{1}{2} \tag{20.39}$$

这两种选取具有共同的性质：a)一种“γ_5 不变性”$\psi_\pm=\pm\gamma_5\psi_\pm$，这种不变性可以得出零质量和零感应磁矩；b)$\gamma_5$ 不变性是 CP 不变性的一种特殊情况。P 破坏了，因为当(反)粒子保持为(反)粒子的时候，它把手征反过来了；C 也破坏了，因为当它把粒子同反粒子互换的时

① 第 15 章，(f)节。

② 参看(13.53)式；$\gamma_5=\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$。手征(chirality)的名称是 1957 年在这种情况下采用的。[159]

候，并没有变动手征；而 CP 不变性则是满足的；c)结合轻子守恒，预言出①米歇尔参数等于 3/4，与实验相符。

4. 普适 $V-A$ 理论。 二分量中微子理论看上去很好。轻子守恒看上去也很好。可是在 1957 年夏天以前，弱相互作用理论依然处在一种完全混乱的状态（在(c)节结束处已经提到过）。继续存在争议的第三个，也是有同等吸引力的概念是：费米相互作用的普遍适用性。在这年年底，这一个问题也得到了解决。

在这个有很好的文献记录的时期里，[161]存在着如下一些原则上的困难。对 He^6 β 衰变的电子一中微子关系（与宇称没有关系）的测量，似乎给出了以 S 和 T 型（参看(20.23)和(20.26)两式）为主的相互作用的强有力证据，而且这两种作用的强度不相上下。从 $\pi\mu e$ 衰变链的实验[146]又可以推出，μ 衰变相互作用是 V 和 A 两者的结合。上面已经提到，$\pi\to\mu\nu/\pi\to e\nu$ 的衰变率之比，要求[129] A 型作用占有支配地位。另一方面，普适性则要求所有这些相互作用都具有相同的耦合方式。混乱之处是：或者是普适性，或者是某些实验出了错。

536

几位参与者[162,163]曾经回忆此后发生的一连串复杂的事件。早期的迹象显示出（后来得到确认），He^6 实验的结果是不对的，于是他们就开始选择后来叫做 $V-A$ 理论②的方案。[164,165,166]所有的费米相互作用都是 V 和 A 型；同轻子守恒相结合；中微子是二分量的，$\nu(\bar{\nu})$ 选择对应于 $\psi_+(\psi_-)$ 的左（右）手状态（见(20.38)(20.39)式③）。改善后的 β 衰变数据完全同这一图象相吻合。此外，还有一个卓越的实验[167]直接显示出 ν 是左手的。

---

① 直到辐射修正为止。过了好些日子[160]才把这个参数落实到它现今的最佳值 0.752 ± 0.003 上。

② "V 减 A"的名称来源于对耦合常数 g_V 同 g_A 的符号的早期约定。对 g_V 和 g_A 的定义，见(17.26)式；亦见(20.43)，(20.44)两式。

③ 这儿译者有一个小小改动。原文中没有 ψ_- 和(20.39)式，为了让读者不致误会，特别加上去。——译注

总之，到 50 年代末，(22.30)式的符号表式已经取得以下的具体形式

$$H=\frac{G}{\sqrt{2}}[J_{\lambda}^{\dagger}(j_{\lambda}(e)+j_{\lambda}(\mu))+j_{\lambda}^{\dagger}(\mu)j_{\lambda}(e)]+\text{厄密共轭} \tag{20.40}$$

$$J_{\lambda}=\bar{n}(1+a\gamma_5)p \tag{20.41}$$

$$j_{\lambda}(l)=\bar{l}\gamma_{\lambda}(l+\gamma_5)\nu \qquad l=e,\mu \tag{20.42}$$

式中的粒子符号代表相应的量子化波场。G 是费米常数，此前称为 $g_V\sqrt{2}$：

$$G\simeq10^{-49}\,\text{erg cm}^3=6.25\times10^{-44}\,\text{MeV cm}^3, \tag{20.43}$$

同费米自己最初的估算(17.24)式相差不远。a 是赝矢量耦合到矢量的耦合比率，g_A/g_V；它的现今数值是：

$$a=1.2539\pm0.0063 \tag{20.44}$$

H 的推广需要包括奇异粒子的衰变，这些我将留到下一章再讲；在这里只指出，对这些过程中的 P 破坏的检验从一开始就受到密切注意。[134]确实，第一个有关 P 破坏的实验文献[168]，就涉及到 $\Lambda\to p+\pi$ 衰变。

5. 弱力和强力的相互影响：轻子对的局域作用，守恒矢量流，部分守恒赝矢量流。在弱相互作用的基础变得更坚实之际，正是把强作用力怎样影响弱过程这个一直被忽略的话题提到日程上来的大好时机。很显然，他们必须这么做。(20.26)式表示的 β 衰变相互作用是局域的；即是说，所有四个粒子是在同一个空间一时间点上发生相互作用的。在涉及到核子的情况下，虚 π 介子交换的强过程就引进了非局域的改动。另一方面，轻子与强作用的影响完全不相干，它们仍然像一对局域粒子①那样，同抹得到处都是的核子发生作用。由于有这种环境，弱相互作用的轻子就可以用来做对强相互作用系统

537

① 在这里忽略了小得多的电磁效应。

进行研究的宝贵探针。

这种探测的最早例子是 $\pi \to l\nu$ 的衰变。(20.32)式里对轻子质量的明显依赖，完全是由于在一种赝矢流的形式里，轻子对的作用是局域的，并且与 π 介子是否通过所形成的虚核子对而"看到"这一轻子对(就像在最初的模型里那样)无关。[129]关于 e/μ 衰变比率的与此十分相似的论证，也表明了 $K \to l\nu$ 的衰变是通过轴矢流耦合进行的。还有别的例子：局域轻子对的作用应用到 $K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu$ 衰变，[169]使得有可能从实验上证实，[170]改变弱相互作用的奇异性不仅含有 A，而且含有 V 的成分；应用到 $K^+ \to \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu$ 衰变，[171]得到了关于 π 介子—π 介子散射这一强相互作用过程的信息[172]；应用到高能中微子—核子碰撞，则可以简化与其复杂性无关的有关末态的分析。[173]

在涉及强相互作用时，弱相互作用由于它的广泛性而显得特别重要。为什么 β 衰变的费米耦合常数会这样接近于 μ 衰变的耦合常数呢？(我们明明知道前者一般会被强相互作用重整化，而后者却并不这样。)对这个问题的答案是从量子电动力学里借用的，在那里质子的电荷没有被强相互作用重整化，是因为电流 j_λ^{em} 是守恒的。由此引申过来，V_λ，即 J_λ 的矢量部分，也是同样守恒的。这一建议在1955年第一次提出时，[174]被认为是"没有什么实际意义，而只有理论上的好处"。但是，当更明确地提出[164] V_λ、$V_\lambda^\dagger$ 同 j_λ^{em} 的同位旋矢量部分(以 e 为单位)组成一个同位旋三重态时，情况就发生了变化。①结果，净的弱矢量流除了(20.41)式的 $\bar{n}p$ 项之外，还应当含有别的一些项。[164]这里面包含 π 介子场的双线性项[164]，由此可以立刻预言出 $\pi^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu$ 的衰变率；还应具有规定强度的"弱磁"项[177]，它是量

① 只要 V_λ 守恒，这项弱流就可以在 G 宇称操作(第19章，(d)节)下，具有一个偶的部分(第一类弱流)和一个奇的部分(第二类弱流)。而同位旋三重态的图象(其中 V_λ 在电磁修正范围内是守恒的)则只容许有第一类弱流。在经过艰苦的努力之后，证实情况确实如此。

子电动力学里感应磁(同位旋矢量)项的弱对应物,给出的是核子的反常磁矩。所有这些推论都得到了完全的证实。①

在 A_λ,即 J_λ 的强度为 $G_A = Ga$ 的轴矢部分里,没有同 V_λ 的守恒律的对应物。事实上 A_λ 不能够守恒,因为假使它守恒的话,则可以证明,[179] $\pi \to e$ 或 $\mu + \nu$ 那样的衰变会被禁戒。而且,即使在一个虚构的世界里 A_λ 守恒,我们仍然不能够推断出任何有关 G_A 的信息,因为根本不存在(像电荷 e 那样的)与非零静矢荷相类似的轴矢。不管怎样,还是有可能建立一个强相互作用同轴矢弱相互作用之间的有价值的联系,这就是戈德伯格一特赖曼关系[180] 538

$$mG_A = f_\pi f \tag{20.45}$$

式中 m 是核子的质量,f_π 是(20.32),(20.33)两式定义的 π 介子衰变耦合常数,而 f^2(以 $4\pi\hbar c$ 为单位)则是由(19.23)式定义的强相互作用 π 介子一核子耦合常数。这一关系式的初始推导,被设想成把色散技术运用于衰变振幅,具体做来就是考虑在那个时候流行的过程链:$\pi^+ \to p + \bar{n} \to e^+ + \nu$。尽管有这样或那样更进一步的近似,这一关系在数值上的符合,过去是且至今依然是不可思议的——通常在6%之内。[181] (20.45)式的成功,刺激了理论的进一步发展②,其中包括以更严格的方式对产生这一关系式的一些动力学模型的研究;将推理推广到 K 介子;尝试解释 6%的偏差[181,183];并注意到[184] (20.45)式可以当做是下述算符关系的结果($\pi(x)$是 π 介子场算符)

$$\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu} = f_\pi m_\pi^2 \pi(x) \tag{20.46}$$

对强相互作用和弱相互作用的同时约束(微妙的结合),意味着在 $m_\pi \to 0$ 的极限下,A_μ 是守恒的。据此,把(20.46)式叫做部分守恒轴矢流(PCAC)条件。

以上所讲的一切,仍然没有解释为什么(20.44)式里的 a 具有它

---

① 同实验的比较见参考文献 178。

② 许多细节见参考文献 182。

所采取的值。在第 21 章里，会对这一点作简短的评论。

(e)一个近乎完美的结果的续篇：CP 和时间反转不变性的破坏

1964 年春天的一个早上，我正在布鲁克海文国家实验室的咖啡厅里用早餐，克罗宁(J. W. Cronin)和菲奇(V. L. Fitch)来到我的桌子旁，告诉我他们最新实验结果的消息。那是我第一次听说他们同克利斯坦森(J. Christenson)和图雷(R. Turlay)合作[185]，发现了长寿命的中性 K 介子衰变到 $\pi^+ + \pi^-$，其衰变率约为所有带电粒子衰变方式的 2×10^{-3}(这一数字很接近于现今的分支比：0.203±0.005%)。我问道：怎么会这样呢？这会破坏 *CP* 不变性哩。他们说，他们知道这一点，但是它就是如此。我想知道，为什么那不是由于短寿命的 K 介子再生产生的效应？他们说，因为我说的那种效应在他们发现 2π 事件的氦袋里着实是太小了。我又问了许多更深入的问题，为什么他们看到的不是包含一个软光子的 $2\pi\gamma$ 衰变，或者包含一个软中微子的 $\pi\mu\nu$ 衰变，并且也许在质量上出了某种混淆？他们已经对这些问题进行过深思熟虑，而且已经逐一排除了这些和其他一些可能性(实际上，他们的实验在上一年的 7 月已经完成)。他们离去之后，我又要了一杯咖啡。我被这些消息震惊了。我深深知道，一点点的 *CP* 破坏不会强烈地动摇先前以 *CP* 不变性为基础的、对中性 K 介子复合体所做过的那些讨论。而且，任何经历过 1956 到 1957 年这段时期的人，看到一种对称性被抛弃在一旁的情景，都不会有新鲜的体验。然而，在那时候，人们在失去了 *P* 和 *C* 的不变性之后，刚刚从一种崭新而漂亮的概念——*CP* 不变性当中得到一点安慰。现在，连 *CP* 也给推翻了，再也找不到别的优美的代用品了，这一切给他们带来多么大的冲击啊。这种 2π 衰变率是非常小的，*CP* 不变性毕竟是一个近乎完美的结果，这就使得这一消息更加令人难以接受。

在 1964 到 1965 年间，这种新的效应（它很快就得到证实[186]）引起了广泛的不安情绪，人们做了各种各样的努力，企图沿着 CP 守恒的途径对此作出解释。在这些怪异的方案里，包括引入新的耦合非常弱的长程场；引入特设的新粒子；引入衰变率随时间指数式衰减的偏差；引入对量子力学叠加原理的偏离；等等。① 大多数建议都由实验否定了，剩下的也逐渐被人淡忘。结果，CP 不变性的破坏成为不可避免的了。于是，(20.20)式观测到的物理态 $K_1(CP=+1)$ 和 $K_2(CP=-1)$，现在要分别让位给 K_S 和 K_L 这两个具有确定寿命(S=短寿，L=长寿)的状态了。这些新的粒子态立刻就被精确地定义出来。

1964 年创立的新局面又带来了许多进一步的问题。T 或者 CPT，甚至于两者都一起被破坏了吗？对 K_L 衰变，除了 $\pi^+\pi^-$ 以外，还能够了解到什么呢？那些过程，除了与中性 K 介子相关的过程之外，又能够了解到什么呢？为了探究这些问题的实验，至今还在进行；还有其他一些实验，也在着手准备。无一例外的是，这些实验都是精巧微妙、费时费力和困难重重的。正如克罗宁在 1980 年所指出的[188]，他曾经花费了六年时间，专门用来追寻 $K_L\to2\pi^0$ 衰变中的 CP 破坏。

让我们先来总结一下，到此刻为止 K_L 揭示了些什么（关于这些方面的进展，可以通过一系列调查报告去了解）。② 为此进行的唯象分析，仔细应用了以下一些简单的理论工具：量子力学里关于叠加和幺正性的概念，以及同位旋的几种性质。要密切注意相位！在整个详细的讨论中，随时可以遇到一些让人迷惑的情形：有一些相位由约定定义，另外一些则具有物理意义。 540

主要的各点是这样的。与旧的 K_1 和 K_2 的情形一样，K_S 和 K_L

---

① 在参考文献 187 里，详细讨论了这些建议。

② 可参看文献 81(1966)，189(1968)，190(1976)，188(1981)，191(1984)，192(1985)。

也是由那些 K^0 和 $\overline{K}_0$ 的线性组合定义的，这二者每个都具有一种独特的寿命。它们满足一对联立的薛定谔方程，下面写出它的解

$$K_S=[(1+\varepsilon+\Delta)K^0+(1-\varepsilon-\Delta)\overline{K}^0]/N_+$$
$$K_L=[(1+\varepsilon-\Delta)K^0+(1-\varepsilon+\Delta)\overline{K}^0]/N_- \qquad (20.47)$$
$$N_\pm=\{2(1+|\varepsilon\pm\Delta|^2)\}^{1/2}$$

可以证明，如果式中的 ε 和 Δ 是复数，就表明 CP 破坏；并且还有如下的一些判据：$\Delta=0,\varepsilon\neq0$：$T$ 破坏，CPT 成立；$\Delta\neq0,\varepsilon=0$：$CPT$ 破坏，T 成立。注意，K_S 和 K_L 两个态不是正交的。K_S 在 K_L 上的投影 $\langle K_S|K_L\rangle$ 满足：

$$N_+N_-\langle K_S|K_L\rangle=2(\varepsilon^*+\varepsilon)\text{：实，如果 }\Delta=0,$$
$$=2(\Delta^*-\Delta)\text{：虚，如果 }\varepsilon=0。 \qquad (20.48)$$

这些现实性条件是可以观察的，并且是证明的根基[188,193]，余下的证明则是以实验为依据：CPT 在误差范围内保持成立，而 T 不变性则偏离 10 个标准差。在任何别的场合下，也没有发现 CPT 破坏的证据。[196]

然后，假设 Δ 严格等于零，注意

$$\varepsilon=|\varepsilon|\exp i\phi \qquad (20.49)$$

可以证明（M 和 Γ 分别是质量和总宽度）

$$\phi=-\tan^{-1}\left[-\frac{2(M_S-M_L)}{\Gamma_S-\Gamma_L}\right]$$
$$=(43.7\pm0.2)^0 \qquad (20.50)$$

CP 破坏允许(20.35)式里的那些 δ_l 量不等于零。已经确实观察到它们表示的这些电荷的不对称性：自然界偏爱 l^+ 胜于 l^-（至少在宇宙的我们这个角落里是这样）。我们能够证明，δ_l 同 ε 之间存在关系①

---

① 这里要作出附加的假设，即所谓 $\Delta S/\Delta Q$ 规则要成立。关于这条规则及其实验上的有效性，参看第 21 章。

$$\delta_e = \delta_\mu = 2|\varepsilon|\cos\phi \tag{20.51}$$

运用(20.50)式和 $\pi l\nu$ 衰变的现今数据，我们得到

$$\varepsilon = (2.27 \pm 0.08) \times 10^{-3} \exp i(43.7 \pm 0.2)^0 \tag{20.52}$$

现在转到 2π 衰变中的 CP 破坏，按照通常的做法，是用以下两个复的 η 参数来描写的(A=振幅)

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| \exp i\phi_{+-} = \frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)},$$

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| \exp i\phi_{00} = \frac{A(K_L \to 2\pi^0)}{A(K_S \to 2\pi^0)} \tag{20.53}$$

如果这些过程严格遵守 $|\Delta I| = 1/2$ 的规则(没有 $|\Delta I| = 3/2$ 的贡献)，那么，就可以证明

$$\eta_{+-} = \eta_{00} = \varepsilon \tag{20.54}$$

这些关系式看起来满足现今的实验精确度[191,194]

$$\eta_{+-} = (2.279 \pm 0.026) \times 10^{-3} \exp i(44.6 \pm 1.2)^0 \tag{20.55}$$

$$\eta_{00} = (2.33 \pm 0.08) \times 10^{-3} \exp i(54.5 \pm 5.3)^0 \tag{20.56}$$

在发现 CP 破坏之后 20 年来的辛勤的实验工作，已经把这些现象约简到只用一个单个的复参数，即“不纯度参数”ε 来描写了。在唯象的层次上，参数 ε 的出现，对应着 K^0 和 $\overline{K}^0$ 态的所谓“超弱”[197]的 $|\Delta S| = 2$混合，而这种混合是破坏 CP 不变性的。

(f)对分立对称性的最终评论

在本书写作期间，中性 K 介子复合体仍然是了解 CP 和 T 破坏的独一无二的信息来源。为此(如果不再有其他用意的话)，以提高刚才提到的那些参数的精确度为目的的实验工作还在继续进行。特别受到关注的是在 $K_L \to 2\pi$ 过程中可能存在的 $|\Delta I| = 3/2$ 的微小贡献，以及在 $K_L \to 3\pi$ 过程中可能存在的 CP 破坏的效应。在其他过程中寻求 CP 破坏效应的工作，其结论或者是否定性的，或者是缺乏说

服力的。特别是，在检测基本粒子的电偶极矩方面，已经做出了巨大的努力。兰道最早指出，[149]这些性质给出了 P 和 T 破坏的预兆。在这方面即使是最佳的实验(它们的确是非常好的)也还没有揭示出什么结果。当前的状况是[198]：对电子来说，电偶极矩$<3\times10^{-24}$，对中子是$(2.3\pm2.3)\times10^{-25}$，都是以 e×cm 为单位的。关于 CP 破坏的其他自然界来源，还有与比奇异数更新的量子数相联系的中性复合体，例如同粲数相关的介子 $D^0-\overline{D}^0$(第 21 章)。由于一些技术上的542 原因，这些复合体里的 CP 破坏，未必与 K 介子里的一样。[199,200]现在还没有什么有价值的结果。

弱相互作用给我们留下了一些至今依然没有得到解决的疑问。

我们不明白，为什么一有弱相互作用，并且仅仅是弱相互作用的参加，P，C 和 T 就会破坏。若 CPT 不变性保持成立，这些破坏效应并不会对其他通常的基本假设产生压力。我们并不理解相互作用对称性的层次本性(在(b)节里已经评述过)，即相互作用强度的大小与各种对称性的有无之间有一种令人难以理解的联系。即使是统一的规范理论的巨大进展(第 21 章)，也没有给这些问题投射出什么希望之光。那些容纳了各种对称性破坏的理论，仍然不能够对它们作出解释。

许多人认为，最严重的挑战是，即使在弱相互作用尺度内，CP 破坏的效应也是非常微弱的。克罗宁就这样说过："我们必须尽自己的一切所能，去寻找 CP 破坏的根源。我们知道检测器技术和加速器品质的改进，会在未来的几十年内进行更加灵敏的实验。因此，我们满怀希望，在一个也许是颇为遥远的纪元里，自然界的这个深藏的秘密将会得到破译。"[188]

Sources

Reminiscences. On new particles in cosmic rays: Rochester[3,4,201]; Butler;[202] Leprince-Ringuet;[28] C. D. Anderson;[203] Fretter;[204] Peyrou.[7] Marshak[47] on the years 1947–52. Gell-Mann[205] and Nishijima[206] on the strangeness scheme. Dalitz on the τ-meson.[207] On the days of parity violation: Yang;[208] Lee;[209] and Pais.[94] On the pioneering parity experiments: Wu;[210] Garwin;[211] and Telegdi.[212] On the $V-A$ theory: Feynman[213] Gell-Mann;[162] and Sudarshan and Marshak.[214] On *CP*-violation: Fitch;[215] and Cronin.[155,188]

Status reports on weak interactions covering the period discussed in this chapter: proceedings of Rochester conferences; also Lee and Yang;[216] Gell-Mann and Rosenfield;[63] Wu;[217] Pais;[218] Lee and Wu.[219]

References

1. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, *Nature* 160, 486, 1947, footnote 3.
2. G. D. Rochester and C. C. Butler, *Nature* 160, 855, 1947.
3. G. D. Rochester, *Yearbook of the Phys. Soc. London* 1957, p. 61.
4. G. D. Rochester, *Early history of cosmic ray studies*, Eds. Y. Sekido and H. Elliot, p. 299, Reidel, Boston 1985.
5. See however Ref. 2, footnotes 3 and 4.
6. L. Leprince-Ringuet and M. Lhéritier, *Comptes Rendus* 219, 618, 1944.
7. Ch. Peyrou, 'Colloq. hist. particle phys.', *J. de Phys.* 43, suppl. to No. 12, p. 7, 1982. 543
8. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* 70, 821, 1946.
9. Dittoed notes of the Pocono Conference, unpublished.
10. G. D. Rochester, *Rev. Mod. Phys.* 21, 20, 1949.
11. G. D. Rochester, letter to A. Pais, November 25, 1984.
12. R. B. Brode, *Rev. Mod. Phys.* 21, 37, 1949.
13. L. Leprince-Ringuet, *Rev. Mod. Phys.* 21, 42, 1949; also L. Leprince-Ringuet *et al.* *Comptes Rendus* 226, 1897, 1948.
14. R. Brown *et al.*, *Nature* 163, 82, 1949.
15. J. B. Harding, *Phil. Mag.* 41, 405, 1950.

16. E. Fermi, *Elementary particles*, Yale Univ. Press, New Haven, Conn. 1951.

17. W. B. Fretter, *Proc. 2nd Rochester conf.* (*January* 11—12, 1952), p. 56, Univ. of Rochester Report NY0—3046.

18. A. J. Seriff, R. B. Leighton, C. Hsia, E. W. Cowan, and C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **78**, 290, 1950.

19. P. M. S. Blackett, *Proc. Harwell nucl. phys. conf.* 1950, p. 20, Ministry of Supply Report A. E. R. E. , G/M 68; see further R. Armenteros *et al.*, *Nature* **167**, 501, 1951.

20. V. D. Hopper and S. Biswas, *Phys. Rev.* **80**, 1099, 1950.

21. First Rochester conference, December 16, 1950. Unedited and unpublished transcript.

22. E. Amaldi *et al.*, *Nature* **173**, 123, 1954.

23. R. E. Marshak, *Meson physics*, Chapter 9, McGraw-Hill, New York 1952.

24. C. F. Powell, *Phil. Mag.* **44**, 219, 1953.

25. R. Dixit, *Zeitschr. f. Naturf.* **9a**, 355, 1954.

26. Congrès sur le rayonnement cosmique, Bagnères-Bigorre, July 1953, proceedings unpublished.

27. Ref. 26, p. 269; also Ref. 22.

28. L. Leprince-Ringuet, Ref. 7, p. 165; also Ref. 21.

29. A. Pais, in *Proc. int. conf. on theor. phys. Kyoto, 1954*, p. 157, Science Council of Japan, Tokyo 1955.

30. M. Gell-Mann and A. Pais, *Proc. Glasgow conf. on nuclear and meson phys.*, July 1954 Eds. E. H. Bellamy and R. G. Moorhouse, p. 342, Pergamon, Oxford 1955.

31. L. Leprince-Ringuet, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* **3**, 39, 1953; G. D. Rochester and C. C. Butler, *Rep. Progr. Phys.* **16**, 365, 1953; Royal Society discussion, *Proc. Roy. Soc. A* **221**, 277, 1954; C. Dilworth, G. P. S. Occhialini, and L. Scarsi, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* **4**, 271, 1954.

32. L. Leprince-Ringuet and B. Rossi, *Phys. Rev.* **92**, 722, 1953.

33. A. M. York *et al.*, *Phys. Rev.* **90**, 167, 1953; A. Bonetti *et al.*, *Nuovo Cim.* **10**, 1736, 1953.

34. R. Armenteros *et al.*, *Phil. Mag.* 43, 597, 1952; C. D. Anderson *et al.*, *Phys. Rev.* 92, 1089, 1953.
35. M. Danysz and J. Pniewski, *Phil. Mag.* **44**, 348, 1953.
36. C. O'Ceallaigh, *Phil. Mag.* 42, 1032, 1951.
37. M. G. K. Menon and C. O'Ceallaigh, *Proc. Roy. Soc. A* **221**, 292, 1954.
38. W. B. Fowler *et al.*, *Phys. Rev.* 90, 1126, 1953; also *Phys. Rev.* **91**, 1287, 1953.
39. A. Thorndike, *Proc. 4th Rochester conf.*, p. 82, unpublished.
40. G. Goldhaber, *Proc. 5th Rochester conf.*, p. 104, Interscience, New York 1955.
41. D. M. Ritson, *Machine techniques of high energy physics*, Interscience, New York 1961.
42. A. Pais, *Phys. Rev.* **86**, 663, 1952. 544
43. R. P. Feynman, 'High energy phenomena and meson theories', p. 76, notes of lectures given at Caltech, January-March 1951, unpublished.
44. R. G. Sachs, *Phys. Rev.* **84**, 305, 1951.
45. J. R. Oppenheimer, Ref. 17, p. 52.
46. Y. Nambu, K. Nishijima, and Y. Yamaguchi, *Progr. Th. Phys.* **6**, 615, 619, 1951; K. Aizu and T. Kinoshita, ibid. 630; H. Miyazawa, ibid., 631, S. Oneda, ibid, 633.
47. R. E. Marshak, in *The birth of particle physics*, Eds. L. M. Brown and L. Hoddeson, p. 376, Cambridge Univ. Press 1983.
48. Cf. also D. C. Peaslee, *Phys. Rev.* **86**, 127, 1952.
49. A. Pais, *Physica* **19**, 869, 1953, esp. p. 885; also Ref. 29.
50. S. Sakata, *Progr. Theor. Phys.* **16**, 686, 1956; M. Goldhaber, *Phys. Rev.* 101, 433, 1956.
51. B. D'Espagnat and J. Prentki, *Progr. elementary and cosmic ray phys.*, Vol. 4, Part 3, 1958.
52. J. Sakurai, *Invariance principles and elementary particles*, Chapter 11, Princeton Univ. Press 1964.
53. R. B. Leighton *et al.*, *Phys. Rev.* **89**, 148, 1953; W. B. Fretter *et al.*, ibid., p. 168.

54. R. L. Garwin, *Phys. Rev.* 90, 274, 1953; A. H. Rosenfeld and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* 92, 727, 1953.
55. W. B. Fowler *et al.*, *Phys. Rev.* 93, 861, 1953.
56. M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 92, 833, 1953.
57. T. Nakano and K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys.* 10, 518, 1953.
58. Ref. 42, Eq. (6).
59. M. Gell-Mann, *Nuovo Cim.* 4, Suppl., p. 848, 1956.
60. M. Gell-Mann, 'On the classification of particles', Univ. of Chicago preprint, unpublished.
61. R. Plano *et al.*, *Nuovo Cim.* 5, 216, 1957; L. W. Alvarez *et al.*, ibid., 1056.
62. L. W. Alvarez *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 2, 215, 1959.
63. M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 7, 407, 1957.
64. K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys.* 13, 285, 1955.
65. M. Gell-Mann and E. P. Rosenbaum, *Sci. Am.* 197, July 1957, p. 72.
66. R. K. Adair and E. C. Fowler, *Strange particles*, Interscience, New York 1963.
67. M. Gell-Mann and A. Pais, *Phys. Rev.* 97, 1387, 1955.
68. K. Lande, E. T. Booth, J. Impeduglia, and L. M. Lederman, *Phys. Rev.* 103, 1901, 1956; also M. Bardon, K. Lande, L. M. Lederman, and W. Chinowsky, *Ann. of Phys.* 5, 156, 1958; R. Ammar *et al.*, *Nuovo Cim.* 5, 1801, 1957; M. Baldo-Ceolin *et al.*, *Nuovo Cim.* 6, 130, 1957; W. B. Fowler *et al.*, *Phys. Rev.* 113, 928, 1959.
69. F. Eisler, R. Plano, N. Samios, M. Schwartz, and J. Steinberger, *Nuovo Cim.* 5, 1700, 1957.
70. A. Pais and O. Piccioni, *Phys. Rev.* 100, 1487, 1955.
71. K. M. Case, *Phys. Rev.* 103, 1449, 1956.
72. M. L. Good, *Phys. Rev.* 106, 591, 1957.
73. R. H. Good *et al.*, *Phys. Rev.* 124, 1221, 1961.
74. S. B. Treiman and R. G. Sachs, *Phys. Rev.* 103, 1545, 1956.
75. W. F. Fry and R. G. Sachs, *Phys. Rev.* 109, 2212, 1958.
76. *Rev. Mod. Phys.* 56, No. 2, Part II, p. S107, 1984.

77. J. D. Jackson, *The physics of elementary particles*, p. 75, Princeton Univ. Press 1958.

545

78. M. Schwartz, *Phys. Rev. Lett.* 6, 556, 1961; B. d'Espagnat, *Nuovo Cim.* 20, 1217, 1961.

79. R. Armenteros *et al.*, *Proc. Cern conf.*, p. 417, Cern, Geneva 1962.

80. R. P. Feynman, *Theory of fundamental processes*, p. 50, Benjamin, New York 1961.

81. T. D. Lee and C. S. Wu, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 16, 511, 1966.

82. A. L. Hodson *et al.*, *Phys. Rev.* 96, 1089, 1954; H. S. Bridge *et al.*, *Nuovo Cim.* 1, 874, 1955; D. Keefe, *Nuovo Cim.* 10, suppl. p. 412, 1956.

83. G. Harris *et al.*, *Phys. Rev.* 100, 932, 1955; L. W. Alvarez *et al.*, *Phys. Rev.* 101, 503, 1956; D. M. Ritson *et al.*, *Phys. Rev.* 101, 1085, 1956; J. Crussard *et al.*, *Nuov. Cim.* 3, 371, 1956; R. Motley and V. Fitch, *Phys. Rev.* 105, 265, 1957.

84. T. F. Hoang *et al.*, *Phys. Rev.* 102, 1185, 1956.

85. M. Widgoff *et al.*, *Phys. Rev.* 104, 811, 1956.

86. R. W. Birge *et al.*, *Phys. Rev.* 100, 430, 1955.

87. R. H. Dalitz, Ref. 26, p. 236; also *Phil. Mag.* 44, 1068, 1954; *Phys. Rev.* 94, 1046, 1954; E. Fabri, *Nuovo Cim.* 11, 479, 1954.

88. See e. g. Refs. 52, 63, 66.

89. R. H. Dalitz, *Proc. 5th Rochester Conference*, 1955, p. 140, Interscience, New York 1955.

90. R. H. Dalitz, *Proc. 6th Rochester Conference*, 1956, p. V111—19; Interscience, New York 1955.

91. T. D. Lee and J. Orear, *Phys. Rev.* 100, 932, 1955; T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 102, 290; 104, 822, 1956.

92. K. A. Brueckner, Ref. 29, p. 272.

93. J. R. Oppenheimer, Ref. 90, p. V111—20; also discussions, ibid., pp. 27ff.

94. A. Pais, *Nucl. Phys.* 5, 296, 1958.

95. O. Laporte, *Zeitschr. f. Phys.* 23, 135, 1924.

96. H. N. Russell, *Science* 49, 512, 1924.

97. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Phys.* **32**, 841, 1925, Section 5.

98. E. P. Wigner, *Zeitschr. f. Phys.* **43**, 624, 1927, esp. Sections 15, 25.

99. E. P. Wigner, *Goett. Nachr.* 1927, p. 375.

100. H. Weyl, *The theory of groups and quantum mechanics*, transl. H. P. Robertson, Methuen, London, 1931.

101. W. Pauli, in *Handbuch d. Phys.* **24/1**, p. 185, Springer, Berlin 1933.

102. E. U. Condon and G. H. Shortley, *The theory of atomic spectra*, Macmillan, New York, 1935.

103. G. C. Wick, A. S. Wightman, and E. P. Wigner, *Phys. Rev.* **88**, 101, 1952; cf. also G. Feinberg and S. Weinberg, *Nuovo Cim.* **14**, 571, 1959.

104. L. Boltzmann, *Berl. Ber.*, 1897, p. 660; also ibid., 1897, p. 1016; 1897, p. 182. Repr. in *L. Boltzmann, Wissenschaftliche Abhandlungen*, Vol. 3, pp. 615, 618, 622, repr. by Chelsea, New York 1968.

105. M. Planck, *Berl. Ber.*, 1897, pp. 55, 715; repr. in *Max-Planck, Physikalische Abhandlungen und Vorträge*, Vol. 1, pp. 493, 505, Vieweg, Braunschweig 1958.

106. E. P. Wigner, *Goett. Nachr.* 1932, p. 546.

107. H. A. Kramers, *Proc. Ak. v. Wet. Amsterdam*, **33**, 959, 1930; repr. in *H. A. Kramers, collected scientific papers*, p. 522, North Holland, Amsterdam 1956.

108. Cf. J. Blatt and V. Weisskopf, *Theoretical nuclear physics*, p. 531, Wiley, New York 1952.

546 109. T. D. Lee, *Particle physics and an introduction to field theory*, Harwood, New York 1982.

110. W. Pauli, letter to W. Heisenberg, June 28, 1934, repr. in *Wolfgang Pauli, scientific correspondence*, eds. A. Hermann and K. von Meyenn, Vol. 2, p. 334, Springer, New York 1985.

111. M. Fierz, *Helv. Phys. Act.* 12, 3, 1939.

112. W. Pauli, *Phys. Rev.* **58**, 716, 1940.

113. R. F. Streater and A. S. Wightman, *PCT, spin and statistics, and all that*, Benjamin, New York 1964.

114. R. Jost, in *Theoretical physics in the twentieth century*, Eds. M. Fierz and

V. Weisskopf, p. 107, Interscience, New York 1960.

115. N. Burgoyne, *Nuovo Cim.* 8, 607, 1958.

116. W. Pauli, in *Niels Bohr and the development of physics*, Ed. W. Pauli, p. 30, McGraw-Hill, New York 1955.

117. R. Jost, *Helv. Phys. Act.* 30, 409, 1957, and Ref. 114.

118. See Ref. 116; also C. N. Yang and J. Tiomno, *Phys. Rev.* 79, 495, 1950.

119. T. D. Lee, R. Oehme, and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 106, 340, 1957.

120. Ref. 76, p. S35; Ref. 109, p. 329.

121. L. W. Nordheim, *Phys. Rev.* 59, 555, 1941.

122. E. P. Hincks and B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* 73, 257, 1948; R. D. Sard and E. J. Althaus, *Phys. Rev.* 73, 1251, 1948; O. Piccioni, *Phys. Rev.* 74, 1754, 1948.

123. Cf. A. Pais, in '*Five decades of weak interactions*', Ed. N. P. Chang, p. 58, *Ann. N. Y. Ac. Sci.* 294, 1977.

124. B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* 72, 246, 1947; O. Klein, *Nature* 161, 897, 1948; G. Puppi, *Nuovo Cim.* 5, 587, 1948; 6, 194, 1949; J. Tiomno and J. A. Wheeler, *Rev. Mod. Phys.* 21, 144, 1949; T. D. Lee, M. Rosenbluth, and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 75, 905, 1949.

125. L. Michel, *Proc. Phys. Soc. London* 63A, 514, 1950.

126. C. Bouchiat and L. Michel, *Phys. Rev.* 106, 170, 1957.

127. E. J. Konopinski and H. M. Mahmoud, *Phys. Rev.* 92, 1045, 1953; see also W. Pauli, *Nuovo Cim.* 6, 204, 1957.

128. T. D. Lee and C. S. Wu, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 15, 381, 1965.

129. M. A. Ruderman and R. J. Finkelstein, *Phys. Rev.* 76, 1458, 1949.

130. R. P. Feynman, *Proc. CERN conf.*, p. 216, CERN, Geneva 1958.

131. T. Fazzini *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 1, 247, 1958; G. Impeduglia *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 1, 249, 1958.

132. N. Dallaporta, *Nuov. Cim.* 1, 962, 1953; M. Gell-Mann, Ref. 90, p. V111—23; also Ref. 63.

133. E. Purcell and N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* 78, 807, 1950.

134. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys, Rev.* 104, 254, 1956.

135. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson,

Phys. Rev. **105**, 1413, 1957.

136. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1671, 1957.
137. A. Salam, *Nuovo Cim.* **5**, 299, 1957.
138. L. D. Landau, *Nucl. Phys.* **3**, 127, 1957; R. Gatto, *Phys. Rev.* **106**, 168, 1957.
139. T. D. Lee, *Proc. Seventh Rochester conf.* (April 15—19, 1957), P. V11—1, Interscience, New York 1957.
140. T. D. Lee, J. Steinberger, G. Feinberg, P. K. Kabir, and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 1367, 1957; T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **108**, 1645, 1957.

547 141. D. H. White and D. Sullivan, *Physics Today* **32**, April 1979, p. 40.
142. E. J. Konopinski, *The theory of beta radioactivity*, Oxford Univ. Press 1966.
143. C. S. Wu and S. A. Moszkowski, *Beta decay*, Interscience, New York 1966.
144. R. E. Marshak, Riazuddin, and C. P. Ryan, *Theory of weak interactions in particle physics*, Wiley, New York 1969.
145. P. K. Kabir, *The development of weak interaction theory*, Gordon & Breach, New York 1963.
146. R. L. Garwin, L. M. Lederman, and M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415, 1957; J. I. Friedman and V. L. Telegdi, *Phys. Rev.* **105**, 1681, 1957.
147. L. D. Landau, Ref. 138; T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1671, 1957; J. D. Jackson, S. B. Treiman, and H. W. Wyld, *Phys. Rev.* **106**, 517, 1957; R. B. Curtis and R. R. Lewis, *Phys. Rev.* **107**, 543, 1957.
148. H. Frauenfelder *et al.*, *Phys. Rev.* **106**, 386, 1957.
149. C. N. Yang, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 231, 1957; L. D. Landau, *Soviet Phys. JETP* **32**, 405, 1957.
150. A. Pais and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **106**, 1106, 1957.
151. D. Neagu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 552, 1961.
152. Ref. 119; H. W. Wyld and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **106**, 169, 1957; also R. G. Sachs and S. B. Treiman, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 137, 1962; R. G. Sachs, *Phys. Rev.* **129**, 2280, 1963.

153. D. Luers *et al.*, *Phys. Rev.* **133**, 1276, 1964.

154. M. A. Clark *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 1, 100, 1958; M. T. Burgy *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 324, 1958.

155. J. Cronin, *Physics Today* 35, July 1982, p. 38.

156. L. D. Landau, *Soviet Phys. JETP* 32, 407, 1957, and Ref. 138.

157. W. Pauli, *Handbuch der Physik*, Vol. 24/1, p. 226, Springer, Berlin 1933.

158. K. M. Case, *Phys. Rev.* **107**, 307, 1957.

159. S. Watanabe, *Phys. Rev.* **106**, 1306, 1957.

160. Ref. 128, Fig. 6.

161. See Refs 52, Section 7.4; 63, Sections 4.2—7; 139; 142, Chapter 1; 143, Chapters 1, 3; 144, Section 1.4A.

162. M. Gell-Mann, *Proc. Int. Conf. Symmetries in Physics*, Sant Felice de Guixols, Spain 1983.

163. R. E. Marshak and E. C. G. Sudarshan, *Int. Conf.* 50 *years of weak interactions*', Racine, Wisc. 1984.

164. M. Gell-Mann and R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **109**, 193 1958.

165. E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak, *Phys. Rev.* **109**, 1860, 1958.

166. J. Sakurai, *Nuovo Cim.* 7, 649, 1958.

167. M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, *Phys. Rev.* **109**, 1015, 1958.

168. R. Budde *et al.*, *Phys. Rev.* **103**, 1827, 1956, Section 6.

169. A. Pais and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **105**, 1616, 1957.

170. G. E. Kalmus and A. Kernan, *Phys. Rev.* **159**, 1187, 1967; also contains references to other experimental papers on this subject.

171. A. Pais and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **168**, 1858, 1968; cf. also *Phys. Rev.* **178**, 2365, 1669.

172. L. Rosselet *et al.*, *Phys. Rev.* D15, 574, 1977.

173. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 119, 1410, 1960, Section 11; **126**, 2239, 1962; A. Pais, *Phys. Rev. Lett.* 9, 117, 1962; A. Pais and S. B. Treiman, in *Problems of theoretical physics*, p. 257, Nauka, Moscow 1969.

548 174. S. S. Gershtein and Ia. B. Zel'dovich, *Soviet Phys. JETP* **2**, 576, 1976.

175. S. Weinberg, *Phys. Rev.* **112**, 375, 1978.

176. C. S. Wu, in *Unification of elementary forces*, Eds. D. B. Cline and F. E. Mills, p. 549, Harwood, London 1978.

177. M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **111**, 362, 1958.

178. Refs. 143, Sec. 7. 3; 144, Sec. 4. 3; 145, Sec 12. 5; C. S. Wu, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 618, 1964.

179. J. C. Taylor, *Phys. Rev.* **110**, 1216, 1958.

180. M. L. Goldberger and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **110**, 1178, 1958; **111**, 354, 1958.

181. M. D. Scadron, *Rep. Progr. in Phys.* **44**, 213, 1981.

182. J. Bernstein, *Elementary particles and their currents*, Chapters 11, 12, Freeman, San Francisco, 1968.

183. H. R. Pagels, *Phys. Rep.* **16**, 219, 1975.

184. M. Gell-Mann and M. Levy, *Nuovo Cim.* **16**, 705, 1960.

185. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138, 1964.

186. A. Abashian *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 243, 1964; see also A. Abashian, *Physics Today* **36**, February 1983, p. 101.

187. J. Prentki, *Proc. Intern. Conf. on elementary particles*, *Oxford* 1965, p. 47, Rutherford Laboratory, 1966; A. Franklin, *Hist. St. Phys. Sci.* **13**, 207, 1983.

188. J. W. Cronin, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 373, 1981.

189. P. K. Kabir, *The CP puzzle*, Academic Press, New York 1968.

190. K. Kleinknecht, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* **26**, 1, 1976.

191. B. Winstein, *Proc. 11th int. conf. on neutrino physics and astrophysics*, Dortmund 1984.

192. I. I. Bigi and A. I. Sanda, *Comm. Nucl. Ptcle Phys.* **14**, 149, 1985.

193. K. R. Schubert *et al.*, *Phys. Lett.* **B31**, 662, 1970.

194. Ref. 76, p. S113.

195. L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 562, 1964.

196. K. Winter, *Proc. Amsterdam conference on elementary particles*, p. 333,

North Holland, Amsterdam 1972.

197. L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* 13, 569, 1964.

198. Ref. 76, p. S37.

199. A. Pais and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* D12, 2744, 1975.

200. L. B. Okun, V. I. Zakharov, and B. M. Pontecorvo, *Lett. Nuov. Cim.* 13, 218, 1975; also Ref. 192.

201. G. D. Rochester, Ref. 7, p. 169.

202. C. C. Butler, Ref. 7, p. 177.

203. C. D. Anderson, Ref. 47, p. 131.

204. W. B. Fretter, Ref. 7, p. 191.

205. M. Gell-Mann, Ref. 7, p. 395.

206. K. Nishijima, Ref. 7, p. 403.

207. R. H. Dalitz, Ref. 7, p. 195.

208. C. N. Yang, *Selected papers* 1945—80, Freeman, San Francisco 1983.

209. T. D. Lee, *Selected papers*, Ed. G. Feinberg, Birkhaüser, Boston 1981.

210. C. S. Wu, *Adventures in expt. phys.*, Ed. B. Maglich, Vol. γ, p. 101, World Sci. Education, Princeton 1973.

211. R. Garwin, Ref. 210, p. 124.

212. V. L. Telegdi, Ref. 210, p. 131; Ref. 162.

213. R. F. Feynman, *Surely you're joking Mr Feynman!*, pp. 247—53, Norton, New York 1985.

549

214. E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak, *Proc. int. conf. on* 50 *years of weak interactions*, Racine, Wisc. 1984.

215. V. Fitch, *Rev. Mod, Phys.* 53, 367, 1980; ref. 162.

216. T. D. Lee and C. N. Yang, *Brookhaven Nat'l Lab. Report BNL* 443(*T*—91), 1957.

217. C. S. Wu, Ref. 114, p. 249.

218. A. Pais, *Proc.* 12*th Solvay Conf.*, 1961, p. 101, Interscience, New York 1962.

219. T. D. Lee and C. S. Wu, Refs. 81, 128, and *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 16, 471, 1966.

21. 关于当代的散记:1960～1983 年

散记:……初始即含有结束的意愿。

《牛津英语词典》

(a)为什么用如此简洁的手法去处理一个非常丰富的时代

在这最后一章的散记里(其后还附有一章结束语),从伦琴的 X 射线到 UA1 和 UA2 的 W 和 Z 粒子之间的桥梁合拢了。在第 1 章里所讲的一句话,特别适合于现在这一章:对一个给定论题所分配的页数,并不一定与其重要性成比例——许多脚注很容易扩充成一些短文、小书甚至于专著;并且在做出一种历史评价之前,应该提到更多的参与者。

我们现在处在 60 年代初到 80 年代初期,在此期间,实验的技术和发现,以及理论见解都出现了丰富而多样的进展。前面三章主要是谈 1945 年到 50 年代的历程,并且描画出以后岁月里的一些发展方向:固定靶加速器的演进;[①]量子电动力学;[②]S 矩阵;[③]雷其极点;[④]以及 CP 和 T 的破坏。[⑤] 然而,还有很多别的内容。线性加速器、对撞机和新的检测器引起了人们的关注。实验发现大量新粒子:强子

① 第 19 章,(a)节。

② 第 18 章,(c)节,第 3 部分。

③ 第 19 章,(f)节,第 5 部分。

④ 第 19 章,(f)节,第 6 部分。

⑤ 第 20 章,(e)节。

的一些新的类型，强相互作用粒子的集合名称，重子和介子(1962 年采用)；新的轻子；当然还有 W 和 Z 粒子。中微子的次级束流变成实验信息的一个重要的新源泉。带电的和中性的超子也是这样，在 50 年代它们还比较少见，现在已变成经常见得到的一些很有用的次级束流了。[2] 高能的轻子-强子散射已经揭示了物质的一些意料不到的新性质。发现了一种新类型的弱相互作用，即"中性流过程"。在理论物理方面，出现了一些新的对称性。展现出一幅新的图景，其中所有那些以前讲过的和新加入的强子，都被看做是由一些更细小的下一层次的单元——夸克构成的复合物。更重要的是，用基本矢量场来对弱力和强力所做的解释取得了突破，这主要是由于发现了一些新类别的重整化场论和"渐近自由"，而使得这些进展成为可能。 551

这些就把我带到了现在这一章的主要内容：在 50 年代和 60 年代大部分时间里量子电动力学看起来不断取得成功，而介子场论却很成问题；相对论性量子场论的新型式，则比那时候想像的更加健全和富于成果。正如我们现在所看到的，汤川型的相互作用，一方面对核力那样的低能现象仍然具有不可取代的重要性，另一方面实际上也是一种基础性量子场论的次级的表现形式，就像范德瓦尔斯力是量子电动力学的次级结果一样。这种量子场论被称为量子色动力学。此外，在低能现象如 β 衰变那样的弱过程里具有不可取代的重要性的费米相互作用，在源于 W 和 Z 粒子的基础性量子场论里，也是一种次级的表现形式。

我为什么把这么多的新鲜事塞到单独一章里，实在有众多的理由。这样的做法，加强了对这些发展的速度和强度的表现。它不会向一般的读者或专家提供太多的在这些领域内特别繁复的技术细节。将要讨论的那些课题，广泛地收集在新近出版的著作、选集和报告里；对进一步详细情况有兴趣的读者，可以在求知的每一个步骤上，找到相关内容的参考文献。而且，简短地讨论如此新鲜的事件，也许还会有一些好处——可能存在的简单性陷阱还隐蔽在我们的眼界之外。

本章的布局将如下所述。讲述高级对称性的(b)节,是从评述奇异粒子谱开始的。在这里描述了通过什么样的步骤达到 SU(3)群,即成功地把奇异数和同位旋统一起来的一种对称群,以及这一步骤所导致的假设:当时所知的所有重子和介子都由夸克组成,这里的夸克是分别具有分数电荷 2/3,−1/3,−1/3 乘上 e 的假想的三重态。接着讨论的是静态 SU(6)群,这是与 SU(3)相联系的一种对称群,就像维格纳为原子核而设立的 SU(4)群与同位旋群 SU(2)的联系一样[①]。然后,回顾静态 SU(6)如何为夸克引入一种新的三值量子数"色";以及这一结果又怎样导致进一步假设颜色是一个新的 SU(3)群的表现(这个群叫"色 SU(3)",有别于前面刚刚提到的那个 SU(3)。)还假设了惯常的重子和介子以及光子是"无色"的(对色 SU(3)群是单态);以及色 SU(3)通过夸克之间以矢量介子为媒介的动力学相互作用来表现自身——所有这些假设后来都在量子色动力学里汇集成了一个整体。接着是关于流代数的简短讨论,这也是引导到夸克的一种程式,不过是通过另一条路径实现的。最后,对 60 年代中期的粒子物理作了一份快速写照,并以此结束。

552

(c)节讲的是除了(先前讨论过的)圆形质子加速器之外的其他机器,并对借助于这些机器而产生的一些新物理学分支作了初次浏览,它们是:核反应堆使得有可能直接观察到 β 衰变中产生的中微子;中微子束流揭示了同 μ 子密切相关的第二种中微子的存在;世界上主要的电子线性加速器 SLAC 得出了有深远意义的结果并使人们大吃一惊;大角度电子非弹性散射比以前预期的强得多;对撞机出台,60 年代以电子与电子或正电子撞击开始,70 年代出现第一台质子一质子对撞机,并在 80 年代建成第一台质子一反质子对撞机。在(d)节里,我们沿着刚才提到的 SLAC 结果,讲到标度不变定律,再由此进到部分子模型。

(e)节是对喧闹的 70 年代和 80 年代早期所取得的进展的一个

① 第 17 章,(f)节。

概览，讨论的是通向强相互作用的新道路——量子色动力学的发现；以及关于弱相互作用和电磁相互作用的一种统一场论。在此回顾了这种统一所导致的新发现——弱中性流，以及 W 和 Z 玻色子的发现。理论上提出了新的强子量子数——粲数，以及相应的第四种夸克，还讨论了这种夸克与具有相当长寿命的重的强子的发现之间的联系。还有一些没有被理论家们意料到的基本实验产物，如新的轻子 τ 的发现，以及更多的新类型的强子，它们同第五种，甚至可能还有第六种夸克的存在相关联。

(b)高级对称性的发展

1. 强子谱的进一步延伸。在头一个十年里被称为高能的，在下一个十年里会变成中能，再下一个十年里就是低能了。在 50 年代主要是[①] 3～10GeV 范围内的弱聚焦质子同步回旋加速器；60 年代出现了它们强有力的继承者，能量达 30～70GeV，以及线性加速器和电子对撞机(见下文)；70 年代带给我们的是能量高达 500GeV 的圆形固定靶机器和第一台重子对撞机(亦见下文)。

50 年代，强和弱的奇异粒子是前沿问题。从 60 年代开始，这些过程变成了更加精细的中能研究的课题。可资利用的 K 介子束流的不断增长的强度，使得有可能以更高的精度去分析那些老的和新的衰变方式。例如：$K^{\pm}$ 到 $\mu^{\pm}+\nu$ 的这一主要衰变方式的分支比，现在已确定到 0.1%精确度之内。已经检测到这些粒子有其他 17 种衰变方式。[3] 已经有可能(但亦不容易)发现分支比为 10^{7} 的一些罕见的衰变方式。类似地，现在也掌握了 K_L 的 13 种衰变方式。[3] 553

至于强作用，60 年代是以奇异粒子谱的产生为标志的。前面已经讲过[②]，1961 年，最初的几个非奇异介子共振 ρ、ω、η 的发现，全靠

① 第 19 章，(a)节。

② 第 19 章，(e)节。

氢气泡室的发明。在几乎同时发现的奇异粒子共振,亦借助于同样的新型探测器。在60年代后期[4],最先发现的是Σ(1385)共振。① 翌年报告了第一个K共振,[5]K^-(892)和第一个Λ共振,[6]Λ(1405)。第一个级联粒子共振,Ξ(1530),是在1962年找到的。[7] 所有这些共振都遵循奇异数守恒的规则,强衰变到亚稳的基态;例如:$K^-(892) \to \overline{K}^0\pi^-$,$\Sigma(1385) \to \Lambda\pi$,$\Lambda(1405) \to \Sigma\pi$,$\Xi(1530) \to \Xi\pi$。所有这些共振当中的每一个,都有它自己的历史,即怎样完成一套多重态,怎样测定自旋、宇称和同位旋等。值得赞许的是,《粒子性质总览》[3] 不仅给出这样的数据,而且还给出了有关的文献目录。

从60年代初期开始,奇异粒子共振的数目开始急剧增长。现在已经知道有13种Λ,9种Σ,3种Ξ和8种K。它们的质量最高达3GeV左右。粒子的符号指出,它们具有与第一个同名的粒子同样的量子数——除了自旋值可达到9/2,7/2,3/2和4的那些粒子。[3] 有理由认为,我们可以对这些新的品种运用雷其极点的思想②。在$(质量)^2$对复数角动量实部的标绘图上,这些粒子再一次显示出接近于直线的行为。然而,专家们对已经建立的直线性的精确度,存在一些不同的意见。[8]

与此同时,在奇异的和非奇异的强子之间,也建立起了一些联系。

2. SU(3)。③ 我们已经看到,从50年代早期开始,由于奇异粒子的存在,就出现了要求把同位旋扩大到一种包容更广的高级对称性的想法。④ 要记住⑤,在那些年月里,即使一些简单的同位旋规则都

---

① 最先叫做Y_1^*。从这里开始,我采用现代标记共振的符号,并用MeV值表示的质量值(对一个多重态的平均)。

② 第19章,(f)节,第6部分。

③ 关于SU(3)的基准性论文的一本文选,见参考文献9。

④ 第20章,(b)节,第1部分。在参考文献10里,有关于寻找这种对称性的早期尝试的评述。

⑤ 第19章,(d)节,第1部分。

被视为一种幸事，因为它们的有效性并不依赖于介子动力学的详细 554
假设——这个领域完全是一片黑暗。60 年代初期，比较高级的对称性开始出现时，这种情况还没有明显的变化。在第一个例子里，所运用的策略依然是与同位旋一样的：找出新的对称性，这些对称性对已经知道的强相互作用动力学可以作出新的预言和约束。为了讲述一些细节，对同位旋做一些回忆是会有帮助的。[①]

同位旋不是一种精确的对称性，它被电磁相互作用(和弱作用)所破坏。尽管如此，即使在存在电磁作用时，同位旋仍然是很有用的，这是因为所发生的破坏，表现出对强相互作用的微小修正。正是由于这种微小性，使得有可能构造像质量公式(19.20)那样的“破缺定律”。之所以这样，是因为破缺取的是同位旋空间中的一个特定的方向“3”，就像用单位 e 表示的(20.14)式所显示的电荷算符 Q 的结构那样

$$Q=T_3+\frac{Y}{2} \tag{21.1}$$

其中

$$Y=B+S \tag{21.2}$$

是所谓超荷，一个方便以后使用的量。

同角动量算符的对易式(12.14)完全相似，同位旋算符的三个分量 T_i 满足对易关系式(17.30)。对于一个给定的同位旋多重态，$T^2=T_1^2+T_2^2+T_3^2$ 等于 $t(t+1)$，其中的 $t=1/2$(核子)或 1(π 介子)或 3/2(Δ)……对 $t=1/2,1,3/2,$……对应于含有 2,3,4……个成员的一组多重态。同样，用数学语言表述就是：T_i 是 SU(2)群的三个生成元；一套多重态是那个群的一个不可约表示(representation)，而每一个表示都完全由数字 t 做表征。数目 $2t+1$ 是该表示的维数。两个同位旋 1/2 可以组成同位旋 0 或 1。数学上用维数来表示：两个 2 的乘积，可以按下述维数“约化公式”分解为一个 1 和一个

① 第 17 章，(f)节。

3

$$2\times 2=3+1 \tag{21.3}$$

在寻找较高级的强相互作用对称性时,发生了以下一些问题:

(a)哪一个群?这个群的生成元里,至少应当包括 T_i 和 Y。我们可以用 T^2,T_3 和 Y 来标记强子;因此 Y 应当同 T^2 和 T_3 都对易。

(b)哪一个表示?正如同位旋那样,在这些表示里必须包含有相同自旋和宇称的粒子。

555 (c)其目的在于把更多的重子或者介子归拢到一起,这比仅由同位旋单独组合要强一些。如果对称性是精确有效的,那么在一个给定表示中的所有粒子都会有相同的质量。这就表明了,高级的对称性必定是一种破缺的对称性。这并不是什么新鲜事,因为我们已经看到同位旋对称性被电磁作用所破坏。然而,在高级对称性的情况下,破缺必定来源于另外一种更强的原因。随便举一个例子,如果我们想把 Λ 同核子(N)归到一起,那么必须考虑 Λ 比 N 重 10%的事实。那么高级对称性怎么破缺而回到 SU(2)呢?是否存在着破缺的定律呢?

对今天攻读理论粒子物理学的研究生来说,所有这些问题都是熟悉的。他们学了李群,知道这样一个群的秩等于可加的守恒量子数的数目,并且已经了解到群论同粒子物理之间的一些简要的联系。但是在 1960 年,情况可不是这样。那时候,一般受过良好训练的理论家,只掌握同转动、洛伦兹变换和几种分立对称性有关的群论知识。当然也有例外,其中最著名的是拉卡和他的学派,他们在 40 年代就已经将许多先进得多的群论方法[11],成功地运用到原子和原子核的能谱上。我很清楚地记得拉卡于 1951 年春天在普林斯顿高等研究院所做的清晰而有趣的讲演。“从一开始就很明显,我们这里的物理学家学到了真正的技巧。我发现麦兹巴切尔(E. Merzbacher)和帕克(D. A. Park)认真做了笔记,后来从这些笔记整理出广为传播的拉卡关于群论和能谱的讲义[12],它们一直起着很大的作用。”[13]而那时候,我同好多人一样,还未能从这些讲演中提炼出日后会运用到的

粒子物理的精华。

让我们回到高级对称性问题。要注意，由于存在着巨大的质量差，没有马上辨认出哪些粒子（事实上，如果有的话）要归拢到一起。例如，在 1960 年有一个很不错的尝试[14]，想把(N，Σ，Ξ)放到一个表式里，而把 Λ 单独放在另一表式中，这两个表式的维数分别是 7 和 1。甚至在更早一些的时候，也已经出现了 SU(3)就是所寻找的对称性的想法。坂田昌一[15]推广了费米一杨模型①，其中强子被设想为由 p，n，Λ 和它们的反粒子组成。池田峰夫(Mineo Ikeda)，大贯义郎(Yoshio Ohnuki)和小川修二(Shuzo Ogawa)受到启发，建议(1959 年)[16]把(p，n，Λ)归到 SU(3)群的一个三维表示里，叫做 3；($\bar{p}$，$\bar{n}$，$\bar{\Lambda}$)则指派到 SU(3)群的另一个性质截然不同的三维表示 3^*。② 他们算出了后来叫做幺正旋的 8 个算符 F_i，满足对易关系（我把他们的方程转录成现代的写法） 556

$$[F_i, F_j] = i f_{ijk} F_k; \qquad i,j,k=1,\cdots\cdots,8 \qquad (21.4)$$

这是同位旋的(17.30)式的类似，式中的 f_{ijk} 对 i,j,k 是全反对称的，采取指定的数值。他们进一步认出，(F_1，F_2，F_3)可以和同位旋等同，因为这三个算符满足(17.30)式；Y 同 F_8 成比例：

$$Q = F_3 + \frac{F_8}{\sqrt{3}}; \qquad [F_8, F_{1,2,3}] = 0 \qquad (21.5)$$

考虑到赝标量介子是按照费米一杨模型，由重子一反重子组合而成的，池田等人按照类似于(21.3)式的约化公式，把三个 π 介子和四个 K 介子列入一个 8 维表示，即一个 8 里：

$$3 \times 3^* = 8 + 1 \qquad (21.6)$$

表示 8 里的一个 $T=Y=0$ 的成员（后来的 η）仍然空缺。同样的结果，也可以在维斯(J. Wess)的独立工作[18]中找到。

---

① 第 19 章，(f)节，第 2 部分。

② 这种性质的差异在 SU(2)群里没有类似情形。还可以参看文献 17，在那里，对 n↔Λ 分立的不变性，将同位旋群扩大了。

正如物理学里经常发生的那样,一个未必合理的假设可以导致部分的进展。在这里,从(p,n,Λ)归入表示3开始,引向了对SU(3)的注意,而后者才是真正重要的东西。赝标量介子归入一个表示8,也十分重要。然而(p,n,Λ)并不构成表示3。(在所提到的那些文章里,Σ和Ξ都没有得到正确的指派。)

1961年初,盖尔曼、尼曼(Y. Ne'eman)以及斯派瑟(D. Speiser)和塔斯基(J. Tarski)分别得到了正确的答案:N,Λ,Σ,Ξ构成SU(3)群的表示8,它们的反粒子构成另一个表示8。这些作者抱有本质上相同但并不完全一样的动机,而且开始的时候是在不同的层面上追查SU(3)群的细节。关于这些方面的详细情况,读者可以查阅有关的回忆文章[19,20,21]和原始论文。[22,23,24]在这里我仅仅举出重要的几点。

(1)ρ、ω和K(892)构成[22,23]另一个表示8。

(2)关于相互作用。记住π介子耦合的同位旋结构的基本形式是$\overline{N}\vec{\tau}N\vec{\pi}$((19.8)式)。它是一个SU(2)群的不变量,即标量。那么,SU(3)群里的类似物是什么呢?是反重子8、重子8和介子8之间的不变耦合吗?结果证实[22],一般说来,这三个表示8可以构成不止一个而是两个标量,分别称为D耦合和F耦合。这两种相互作用的D/F强度比,不能由SU(3)群本身确定。

(3)破缺定律。在SU(3)→SU(2)破缺时必须保持同位旋和奇异数守恒,最简单的实现方式,就是进一步假设破缺机制与位于超荷方向"8"的八重态分量一样变换。再假设引起这一破缺的"微扰"只取最低的阶次。这样就可推出①盖尔曼一大久保(Susumu Okubo)[25]关于重子的SU(3)多重态的质量公式:

557

$$M=M_0+aY+b\left(T(T+1)-\frac{Y^2}{4}\right) \qquad (21.7)$$

由此得出[22]

① (21.7)式包含有两个对称性破缺参数(a,b),这是三个表示8可以构成两个独立标量这一事件的另一结果。对介子可以使用对(质量)^{2}的同一公式。

$$M_N + M_\Xi = \frac{1}{2}(M_\Lambda + 3M_\Sigma) \tag{21.8}$$

它同实验符合得很好。[3]

需要强调的是,(21.7)式的推导,只依赖于 SU(3)对称性破缺的变换性质(八重态),而与这种破缺会有什么样的动力学来源没有关系。这一点是明显与同位旋破缺相反的,在那里,久已熟知的电磁效应担负着引起破缺的首要责任。在下文将要进行的关于电弱理论的讨论,会弄清楚同位旋和 SU(3)的破缺机制其实完全没有什么本质上的不同。

早期的 SU(3)论文受到注意,但没有立即获得普遍的赞扬。1962 年初,在一篇关于高级对称性的权威性的评述文章里[26],只把 SU(3)列入几种可供选择的方案之一。① 在第十一届罗彻斯特会议(1962 年 6 月)上第一次报告了 Ξ(1530),从而踏进了下一个阶段。[28] 盖尔曼观察到[29],如果 Δ(1232),Σ(1385)和新发现的这个共振都具有自旋 3/2(Δ 确实如此,而其他的尚未肯定),那么我们就有了 4+3+2=9 个态,可以把它们组合成 SU(3)群的一个表示 10。这一建议得到如下事实的支持,即对表示 10,特殊的关系 $T=1+Y/2$ 成立,因而(21.7)式可以写成 $M=\alpha+\beta Y$。最终得到的 Δ,Σ,Ξ 三个共振的等距离质量公式,同实验符合得很好。然而,这个表示里的第十个态还没有看到,它取名为[29] Ω^-,其量子数 $T=0$,$Y=-2$,质量 M 约为 1680MeV。1964 年初,当一个这样的粒子②在所预期的质量上出现了的时候[31],SU(3)就不再存在任何怀疑了。③ 从那以后,又辨认出好些其他的 SU(3)多重态。[33]

我过一会儿再回来讨论 SU(3)对弱相互作用的含义。

---

① 八重态图象的一项含义:偶的 ΣΛ 相对宇称,那时候还是一个存在某些争议的问题。[27]

② 较早时观察到的某些事件,可能是同一类型的事例。[30]

③ 关于 1964 年粒子物理状况的一篇半通俗的介绍,见参考文献 32。

3. 夸克。① 自然界似乎要使事情简单化，但它略过了那些表示 3 而偏爱那些表示 8。

是这样的吗？

558 在 1964 年初，盖尔曼[36]和兹维格(G. Zweig)[37]指出，如果允许这些粒子具有非整数电荷，我们就可以想像重子和介子由一些表示 3(夸克，q)和一些表示 3^*(反夸克，$\bar{q}$)组成。这些粒子的名称和属性(电荷 Q 以 e 为单位)是：

q	B	T	$T_3=F_3$	Y	S	Q
u(上夸克)	1/3	1/2	1/2	1/3	0	2/3
d(下夸克)	1/3	1/2	−1/2	1/3	0	−1/3
s(奇异夸克)	1/3	0	0	−2/3	−1	−1/3

从夸克 q 转到反夸克 $\bar{q}$，只需要把上表中的所有数值(除 T 之外)改变符号。所有的 q 和 $\bar{q}$ 当然都具有相同的自旋，取作 1/2。

它们可以做些什么呢？介子取做 $q\bar{q}$ 的束缚态，$^1S \leftrightarrow$ 赝标量介子，$^3S \leftrightarrow$ 矢量介子。我们立刻可以认出熟悉的量子数：$u\bar{d} \leftrightarrow \pi^+$ 或 ρ^+，$u\bar{s} \leftrightarrow K^+$ 或 $K^+(892)$；等等。重子是 qqq 态，明显有正确的重子数 $B=1$。根据相应的约化公式

$$3\times3\times3=1+8+8+10 \tag{21.9}$$

可以容得下上面讲过的，分别具有正确自旋 1/2 和 3/2 的表示 8 和 10。例如：$uud \leftrightarrow p$ 或 Δ^+；$uuu \leftrightarrow \Delta^{++}$；$sss \leftrightarrow \Omega^-$。

重要的是：SU(3)的破缺可以由 s 和(u，d)之间的夸克质量差给出。这一规律可以把质量公式(21.7)推演到其他的多重态。

“理论物理学界对[夸克]模型的反应总体来说并不友好……强子由具有分数电荷的基本粒子组成的想法听起来有一点有趣。”[38] 自从对原子的实在性进行争论以来不曾再谈论到的问题，现在又重新提出来了：这是一种方便记忆的手段，还是真正的物理对象呢？然

① 文集：参考文献 34。评述：参考文献 35。

而，在理论物理学家们对分数电荷的粒子难以下咽之时，实验物理学家们却高兴于有事可做了。对分数电荷粒子的寻找，已经进行了20年。这场狩猎的最简要的总结是：没有关于自由夸克的确定证据。①我们将会看到，这一否定的结果是同后来的一些理论观点相符的。

另一个明显的问题也立刻提出来了。夸克的质量有多大？是哪些力把 $q\bar{q}$ 和 qqq 系统结合到一起？为什么这些力不会把其他的 $(q, \bar{q})$ 复合体也束缚起来？为什么氘没有坍塌成一种紧密结合的 6q 态？② 令人吃惊的是，只花了十年时间，量子色动力学就提供了对这些问题的合理观点。

以 q 和 $\bar{q}$ 的束缚系统为基础的数据分析仍在进行之中。进一步 559
的精心研究③，包括对束缚在 S 态或者更高的轨道角动量状态的更高共振的讨论，以及对像 $qq\overline{qq}$ 态（重子偶素）[43]那样的“奇特”系统的讨论。“就一种朴素的定性比较而言，[夸克]模型表现得很好。”[44]

4. SU(6)。④ 1964 年初秋，我草草记下了刚刚过去的那个闹哄哄的夏天，我在美国布鲁克海文国家实验室里所经历的一些事情。6月里的大部分时间，都用来为即将到来的杜布纳会议（8月）准备一篇关于弱相互作用的邀请报告。对这一任务要特别小心，因为那个时候有一个重大的新发现，即布鲁克海文发现的 *CP* 破坏。它的第一篇文章，是在7月10日呈递的。另一个讨论题目是盖尔曼新近（5月）关于流代数（参看本节第6部分）的一篇文章[47]。在那篇论文里，提到一个 SU(6) 群，这个群“如果作为近似对称性有什么用处的话……那就是它会把不同自旋和宇称的粒子安排在一些超超超多重态里（super-super-supermultiplets）。”我把这一论点告诉了（也在布鲁

① 在参考文献39里，可以找到1964到1984年间的详细的文献目录。

② 在60年代后期关于这个问题的一些不同意见，参看文献34，40，41。

③ 参考文献42给出了一篇半通俗的介绍（1983年），包括一些参考文献。

④ 文集：参考文献45。评述：参考文献46。

克海文的）格赛（F. Gürsey），建议他再仔细研究研究。7月1日，拉迪卡惕（L. Radicati di Brozolo）来了。他在不久之前刚刚研究了[48]维格纳30年代建立在SU(4)群基础上的超多重态的理论。这些境况的奇妙结合，把维格纳关于原子核的SU(4)推广到了SU(6)，后来它还得到一个更好的名称"静态SU(6)"（它所含有的物理内容，同盖尔曼曾经猜测过的那个群是不同的）。7月8日，格赛和拉迪卡惕告诉我关于[49]SU(6)群的表示56和35的事。我被他们的议论迷住了，于是开始着手研究SU(6)，结果杜布纳也没有去成①。几个星期之后，我们得知崎田文二（Bunji Sakita）[50]也在对SU(6)进行研究。再晚一点，也是在8月，我得知兹维格[51]也有了相同的想法。

静态SU(6)这一种类型的对称性曾经两次进入物理学：原子中的罗素一骚恩德斯（Russell-Saunders）耦合，在没有自旋一轨道耦合的时候，自旋是守恒的；以及维格纳的SU(4)，在哈密顿量是自旋无关和同位旋无关时是近似有效的②。在静态SU(6)里，具有自旋（生成元S_i，$i=1,2,3$）无关和幺正旋（生成元F_i，$i=1,\cdots\cdots,8$）无关的性质，以及SU(6)群的所有生成元，即由Λ_A统一标记的总数为$3+8+3\times8=35$个生成元S_iF_j都无关的性质。Λ_A满足与(21.4)式类似的对易关系：$[\Lambda_A,\Lambda_B]=f_{ABC}\Lambda_C$，式中的$f_{ABC}$是全反对称的。

为了应用静态SU(6)，了解一点抽象群论是有好处的。③ 然而，560 我可以见证说，早期参加研究SU(6)的物理学家们，大多数时间是在"思考夸克"，这不仅因为他们热衷于这些奇怪对象的实在性，而且因为它们给出了如此方便和具体的图象。按照这种精神，我们从最简单的表示，即表示6开始：

$$6:(u_\uparrow,u_\downarrow,d_\uparrow,d_\downarrow,s_\uparrow,s_\downarrow)$$

式中的箭头表示自旋向上或者向下。我们马上认出来，SU(6)群含

① 特赖曼足以胜任做邀请报告的工作。

② 第17章，(f)节。

③ 可参见文献52，其中收集了推导(21.9～14)式的一些运算规则。

有：(a)SU(3)，对固定自旋的各种夸克进行变换；(b)SU(2)，对固定种类的夸克的自旋进行变换。用符号表示就是

$$6=(3,2) \tag{21.10}$$

即是，表示 6 包含了一个自旋为双重态的 SU(3)三重态(所有状态都有相同的宇称)。而反夸克则构成表示 6^*。

让我们把 SU(3)的几道关系式嵌入 SU(6)。首先是对介子的，仿照(21.4)式

$$6\times 6^*=35+1 \tag{21.11}$$

表示 35 的分解式是

$$35=(8,1)+(8,3)+(1,3) \tag{21.12}$$

即是说，表示 35 含有一个零自旋的介子八重态，另有一个自旋 1 的介子八重态，这些正是在前面遇到过的两个八重态。此外还有一个表示(1,3)，即一个 SU(3)单态的矢量介子，当时正好有一个在 1962 年发现[53]的 ø(1205)作为它的候选者。其次，对重子的(21.9)式也作类似运算，可得：

$$6\times 6\times 6=20+56+70+70 \tag{21.13}$$

其中的表示 56 含有以下内容

$$56=(8,2)+(10,4) \tag{21.14}$$

即一个 8、自旋 1/2 和一个 10、自旋 3/2。这样，35 和 56 这两个表示就包容了现在叫做经典强子态的全部粒子。

已经把静态 SU(6)运用于强、电磁和弱相互作用。下面我说说几个要点：

(a)对称性破缺。例如：表示 56。在质量公式(21.7)里加上依赖于 $J(J+1)=3/4$(对于 8)，15/4(对于 10)的一项，就可以将 8 同 10 分开，而该公式里的两个系数 a 和 b，对于 8 和 10 应当是一样的。于是，在 8 和 10 里的质量分裂变得相互有关联了。由此得到的新的质量关系[54]，在 10%的精确度内符合得很好(表示 35 也一样)。

(b)前面已经提到，SU(3)里还有一个无量纲常数，即比率 D/F 未能确定。有一个普遍性的论证表明[55]，当把 SU(3)嵌进 SU(6)时，

就可以确定这一数值的结果。这就导致一些新的和更强有力的预561 言,其中最引人注意的是[56,57],中子和质子磁矩之比:

$$\frac{\mu(\mathrm{n})}{\mu(\mathrm{p})}=-2/3 \qquad (\text{实验值}-0.685) \qquad (21.15)$$

于是,我们通过一种迂回的方法,即 SU(2)→SU(3)→SU(6)的方法,获得了令人满意而又与以往质子和中子数值相符的有价值的结果。其他一些新的好的预言,涉及到像[56] $\Delta^+\rightarrow p+\gamma$ 和[58] $\omega\rightarrow\pi^0+\gamma$ 这样的衰变过程。

(c)像"共线 SU(6)"[59]那样,静态 SU(6)的一些变型可以得出有关介子一重子散射的一些新的预言。[60]

(d)当有猜测说[61],静态 SU(6)表明洛伦兹群可能扩展时,引起了一场短暂而严重的混乱。由此而得到的有益结果是衍生出几条强有力的定理,证明这一类的非平庸扩展(non-trivial extensions)是不可能的。①

(e)从长远意义上讲,静态 SU(6)的最重要结果是,它指明了通向一个新的动力学自由度的道路。这个新自由度就是现在人们已知的色。

5. 色②:双重 SU(3)对称性。夸克物理学演进的下一阶段,起源于两个方面的困难。第一个可以叫做是美学方面的,这是关于夸克的分数电荷的困难。可不可以保持夸克的想法,但让它们具有整数电荷呢?这确实做得到,只要引进多于一个的夸克三重态。事实上两个就行了。[64]第二个对于夸克图象的怀疑,出自更加直接的物理学上的理由,并与静态 SU(6)的含义有关。这种对称性的应用,仅当实际上忽略了轨道角动量(没有自旋一轨道耦合)时,才能做得好。这时由夸克组成的重子是在 S 态上,因而它们的三夸克波函数对轨

① 这方面的总结和参考文献见文献 62。

② 对颜色模型的评述,请参看文献 63。

道坐标是对称的。碰巧的是,SU(6)群里为重子挑选出来的表示 56 具有一个特别的性质,即它对于自旋和幺正旋的变量是全对称的。结果,这些 3q 组合物对所有变量就是全对称的了——这明显同费米统计(不相容原理)相违悖。这一问题引起了许多讨论,也提出了许多不同的补救措施。

(a)SU(6)是好的,但重子八重态是在[50]全反对称的表示 20=(8,2)+(1,4)上。这条路走不通。

(b)表示 56 的"基态"是空间反对称的,但尽管如此,夸克之间的力把它们引导[65]到一个具有零轨道角动量的最低能态——也走不通。

(c)夸克遵守的不是费米统计而是一种所谓异常统计(parastatistics),其中一个态可以被一个大于 1 的有限数目的(在这里是 3 个)粒子所占据(格罗伯(O. W. Greenberg)[66])。提出这种统计的时间可以回溯到 1940 年[67],那时索末菲也曾对此感兴趣[68]。

(d)每一个 u,d,s 夸克都带有一个额外的新的自由度,在这个新自由度上,3q 的表示 56 是全反对称的,这样就保住了不相容原理并且依然有 S 态的波函数(韩(M. Y. Han)和南部阳一郎(V. Nambu)[69])。几乎立刻就有人说起了红、白、蓝的 u、d、s 型夸克这样的行话,现在一共有 9 个夸克了。"如果重子是由一个红的,一个白的,和一个蓝的夸克组成的话,它们就是一些完全不同的费米子,我们由此可以摆脱那种对空间波函数的反对称性的强行限制了[1965]。"[70]

562

韩和南部还推进了这一图象。他们在新的自由度上联接上一个新的对称群,也是一个 SU(3),这样就达成了一种"双重 SU(3)对称性"。我要马上为这个新的群引进①新的符号 $SU(3)_c$ 以示区别,c 代表"色"。老的 SU(3)三重态里的每一个独立成员 q,都要用一个 $SU(3)_c$ 的三重态来取代。进一步假设,$SU(3)_c$ 对电荷产生一项特定

① 在文献 69 里,老的 SU(3)叫做 SU(3)′,新的 SU(3)叫做 SU(3)″。

形式的额外贡献，使得现在可以出现三个整数电荷的三重态，其中与(u,d,s)对应的电荷分别是(0,−1,−1)；(1,0,0)和(1,0,0)。除此之外，前面提到的关于SU(3)和SU(6)的所有结果都继续保留。

韩一南部文章[69]里最值得注意的是关于强相互作用起源的论述："我们引进了……八个规范矢量场，它们的行为就好像$SU(3)_c$里的一个八重态一样，但在SU(3)里则是一个单态……构成重子和介子的**超强**相互作用具有对称性$SU(3)_c$……[中子和介子的]最低质量的能级，将会是$SU(3)_c$的单态。"

换句话说，通常的强子看不到色，它们都是色中性的。

(e)格罗伯和兹万茨格(D. Zwanziger)于1966年指出[71]，异常统计模型和三色夸克模型是等价的，**只要那三个三重态携带着相同的电荷**，即是说，三组(u,d,s)中每一组都有一样的电荷值(2/3,−1/3,−1/3)。换句话说，颜色对电荷没有贡献，(21.5)式的算符Q仍然保持它原来的样子，**电磁现象是色中性的。**

$SU(3)_c$群，与它相联结的八个规范矢量场，色中性的强子，色中性的电磁现象——这些就是量子色动力学的基本(虽然不是全部)内容。在追寻这些概念的渊源之后，我征询了许多位专家，问他们是否对20年前那些文章所描述的事实留下了什么印象。结果他们的答案与我的想法一样：没有什么印象。三个三重态的模型确实得到充分的肯定，但只是作为构筑强子的一种手段。于是，这样一种不完备然而很深刻的思想，几乎没有引起任何注意就渗入到物理学界里了。

6. 夸克，第二条路：流代数。① 到目前为止，我们所讨论的夸克被看做是承受那时候还不了解的一些力的物体，正是这些很强的力，

563

把它们结合成并且仅仅结合成整数电荷的强子态。另外有第二种逻辑上独立的推理，也可以类似地引出夸克作为一些基本实体的结论，

① 配有注解的文集：文献72。评述：文献73。专著：文献74,75。

其出发点是弱相互作用，对于这一点我需要在奇异粒子方面作些修正。

我们在前面已经遇到过①奇异粒子的非轻子型衰变（$\Lambda\rightarrow N\pi$，$K\rightarrow 2\pi$……）和轻子型衰变，可是，后一种衰变只是 K 介子才有（$K\rightarrow\mu\nu$，$\pi e\nu$…）。像 Λ_β 那样的重子衰变：

$$\Lambda\rightarrow p+e^-+\bar{\nu} \tag{21.16}$$

到 1958 年中期还没有观察到，在那个时候，这种衰变的缺如已经开始引起了某种关注。[77]关于过程(21.16)的衰变率的第一次猜测[78]，是以下述假设为基础的：在(20.41)式里的 J_λ 流中应当含有一项 $\bar{\Lambda}p$，且其耦合强度 G 与 $\bar{n}p$ 项一样，它所产生的分支比～2%；然后，人们开始看出衰变率的实际值好像比那要小得多。第一个 Λ_β 衰变是在 1958 年秋天观察到的；不久之后就有更多事例出现。很快就弄清楚了，Λ_β 的衰变率确实比从朴素的普适性期望的值要小。② 与此同时，对普适性的另一种偏离也被确诊了[79]：β 衰变的矢量耦合常数比 μ 衰变的要小大约 3%。普适性有点不大对头了。

1963 年，当卡比玻(N. Cabibbo)提出[80]对 SU(3)较早想法③作出扩展，即将弱矢量流和同位旋矢量电磁流形成一个同位旋三重态时，这些事情都变得明朗了。为了说明这一方案，让我们回想介子八重态的阵容：π，K，η。其中的 π 介子：$T=1$，$S=0$，具有刚才提到的同位旋三重态的一些内部量子数。(K^+,K^0)：$T=1/2$，$S=1$，具有引起像 Λ_β 那样过程的弱流的一些内部量子数。η：$T=0$，$S=0$，就像同位旋标量的电磁流一样。由此卡比玻作出假设：

(a)电磁流和两种弱矢量流都是同一个八重态的成员，把它叫做 $j_{a\mu}$，$a=1$，……，8。特别是(以 e 为单位)

$$j_\mu^{elm}=j_{3\mu}+\frac{1}{\sqrt{3}}j_{8\mu} \tag{21.17}$$

---

① 第 20 章，(b)节。

② 第 20 章，(d)节，第 5 部分。

③ 第 20 章，(d)节，第 5 部分。

(b)轴矢量弱流是另一个八重态的成员,把它叫做 $j_{a\mu}^{(5)}$。"5"来自 γ_5 的下标。

(c)对普适性的那些偏离,可以用一个单独的数,即"卡比玻角"θ 这一参数来描写。而完整的弱相互作用则是①

$$H_{wk}=\frac{G}{\sqrt{2}}J_\lambda^\dagger J_\lambda \tag{21.18}$$

564

$$\begin{aligned}J_\lambda=&\cos\theta(j_{1\lambda}+ij_{2\lambda}-j_{1\lambda}^{(5)}-ij_{2\lambda}^{(5)})\\&+\sin\theta(j_{4\lambda}+ij_{5\lambda}-j_{4\lambda}^{(5)}-ij_{5\lambda}^{(5)})\\&+\bar{e}\gamma_\lambda(1+\gamma_5)\nu+\bar{\mu}\gamma_\lambda(1+\gamma_5)\nu\end{aligned} \tag{21.19}$$

式中的下标1,2,4,5依据标准的用法,"$1+i2$"对应于具有 $Q=1,S=0$ 的一个("π^+")流,"$4+i5$"则对应于具有 $Q=S=1$ 的一个("K^+")流。这种相互作用的主要含义如下:

(a)相对于 $\Delta S=0$ 的 β 衰变,以 $\tan^2\theta$ 的衰变率将 $\Delta S=1$ 的 β 衰变压低。一大类的过程(K相对于 π 的衰变;Λ、Σ^- 相对于中子的衰变)总是产生[81]

$$\theta\simeq0.26\text{ 弧度} \tag{21.20}$$

(b)相对于衰变 $\mu\to e^-\nu\bar{\nu}$,以 $\cos^2\theta$ 的比率将衰变 $n\to pe^-\bar{\nu}$ 压低。(21.20)式能说明有关的数据。[82]

(c)所有 $|\Delta S|=1$ 的 β 衰变过程满足 $|\Delta T|=1/2$。于是,由于强子的电荷 Q 满足 $Q=T_3+(S+B)/2$,我们便有规则②

$$\frac{\Delta S}{\Delta Q}=+1(\text{对}\beta\text{衰变过程}) \tag{21.21}$$

式中的 ΔQ 是强子总电荷的改变。因此,像 $\Sigma^+\to n+e^++\nu$ 那样的 $\Delta S/\Delta Q=-1$ 的过程是被禁戒的。在1962至1963年间,破坏(21.21)式的证据曾经引起了一阵短暂而强烈的骚动。然而,后来的实验

---

① θ 是在文献80里引进的,在这篇文章里,还没有出现(21.18)式,因为它集中解决的是轻子型衰变的问题。

② 此规则第一次出现在文献77,在这篇文章里还指出,这条规则的破坏会导致灾难性的 $|\Delta S|=2$ 的过程。

证明①没有这回事。

(d)(21.18)式也包含了非轻子型衰变的机制，即通过(1,2)分量同(4,5)分量的耦合而起作用。前者有$|\Delta\vec{T}|=1$，后者$|\Delta\vec{T}|=1/2$，因而两者的耦合有$|\Delta\vec{T}|=1/2$ 和 3/2 两种。鉴于非轻子型衰变中$|\Delta\vec{T}|=1/2$规则的成功，那么 3/2 的部分应当受到强烈的抑制(实验上 3/2 对 1/2 的振幅比的典型等级是 20)。今天还没有一种有说服力的机制②可以解释这一点。这是不能令人满意的。

再让我们看看，关于八重态含有弱/电磁流的深入反思③，怎样开辟了另一条通向夸克的道路。所用到的推理过程，大概是这样的。

用 ρ_a、$\rho_a^{(5)}$ 分别标记 $j_{a\mu}$、$j_{a\mu}^{(5)}$ 流的荷密度(第四)分量，且定义

$$F_a=\int\rho_a\,\mathrm{d}\vec{x},\qquad F_a^{(5)}=\int\rho_a^{(5)}\,\mathrm{d}\vec{x}\tag{21.22}$$

由(21.5)式的 Q 同(21.17)式的电磁流密度的联系类推，把 F_a 和 $F_a^{(5)}$ 称为矢量和轴矢量荷。首先考虑严格 SU(3)对称性的情况，这 565 时所有的 F_i 都是时间无关(守恒)的。它们当然满足我在这里再次写出来的(21.4)式

$$[F_i,F_j]=if_{ijk}F_k\tag{21.23}$$

$F_a^{(5)}$ 是不守恒的，正如在(20.46)式 PCAC 条件里已经看到的那样；因而它们是与时间 t 相关的。它们满足的方程是

$$[F_a,F_b^{(5)}(t)]=if_{abc}F_c^{(5)}(t),\tag{21.24}$$

等号的两边是同一个 t。这道方程正是属于 SU(3)群的一个八维表示 $F_b^{(5)}$ 的数学表达式。现在引入一个空前的新假设

$$[F_a^{(5)}(t),F_b^{(5)}(t)]=if_{abc}F_c\tag{21.25}$$

形成

---

① 这一插曲的历史见文献 83。

② 新近努力的一个例子，可参见文献 84。

③ 这一推理是盖尔曼做出的，他一开始[36]就更注意把夸克当做流的成分，而兹维格则集中于把夸克当成强子的组分。流代数的想法实际上先于夸克图象。它的最初程式[85]在很大的程度上是从坂田模型里借过来的。进一步的细节请看文献 47。

$$F_a^{\pm}=\frac{1}{2}(F_a \pm F_a^{(5)}) \qquad (21.26)$$

并发现所有 F_a^+ 与所有 F_a^- 都相互对易，同时 F_a^+ 满足像(21.23)式那样的 SU(3)关系，并且 F_a^- 也是如此。于是，我们正在处理的是两个独立的 SU(3)群，用数学术语讲就是 SU(3)×SU(3)，在现在这种情况下是一种叫做手征 SU(3)×SU(3)的结构①。

(21.25)式是对动力学的一种约束，它不是从对称性论证推出来的。有无数的例子表明它在一些地方是不成立的，正如由中子和赝标量介子这些八重态构成的流，确实满足(21.23)、(21.24)式，但却不满足(21.25)式那样。那么，它真的能行吗？是的，如果那些流是由夸克组成的[47]：

$$j_{a\mu}=i\,\bar{\psi}^{\alpha}\gamma_{\mu}(F_a)_{\alpha}^{\beta}\psi_{\beta}, \qquad j_{a\mu}^{(5)}=i\,\bar{\psi}^{\alpha}\gamma_{\mu}\gamma_5(F_a)_{\alpha}^{\beta}\psi_{\beta}, \qquad (21.27)$$

式中对 SU(3)下标 $\alpha,\beta=1,2,3$ 求和。

ψ_β 是三个狄拉克旋量，夸克 $\bar{\psi}^{\alpha}$ 是它们的共轭量。对每个 a，$(F_a)_{\alpha}^{\beta}$ 代表作用于表示 3 这种特殊情况下的 F_a 的一个 3×3 矩阵，就像(17.11)式里的那些 2×2 矩阵是(17.30)式的同位旋算符 T_i 的一种特殊表象一样。运用(21.22)式以及配上了 SU(3)下标的等时反对易关系式(16.2)，即

$$\{\psi_{\alpha j}(\vec{x},t),\psi_l^{\dagger\beta}(\vec{x}',t)\}=\delta_{\alpha}^{\beta}\delta_{jl}\delta(\vec{x}-\vec{x}')$$
$$\{\psi_{\alpha j}(\vec{x},t),\psi_{\beta l}(\vec{x}',t)\}=\{\psi_j^{\alpha\dagger}(\vec{x},t),\psi_l^{\beta\dagger}(\vec{x}',t)\}=0 \qquad (21.28)$$

可以证明，这些流满足(21.23)式。于是，手征群导致我们把这些流看做夸克流。这种考虑最早是在颜色出现之前提出来的[47]。可是，很快就看到，颜色为此变得更复杂了。[86] 在这儿，(21.19)式里的 J_λ 变成

566

① 关于这个群构成 SU(6)群的一部分的可能性，导致在本节第 4 部分里引述过的对超多重态的评论[47]。

$$J_\lambda=\sum_{i=1}^{3}\{(\bar{d}^i\cos\theta+\bar{s}^i\sin\theta)\gamma_\lambda(1+\gamma_5)u_i\}+\bar{e}\gamma_\lambda(1+\gamma_5)\nu+\bar{\mu}\gamma_\lambda(1+\gamma_5)^\nu \tag{21.29}$$

式中的 i 是色指标(color index)。

还有更甚者。我们在(16.21)式之后已经指出:"不论电子是否与电磁场发生相互作用,反对易关系都会成立",——**对等时反对易式总是这样**。在这里,这一结论也是对的。[1] 因此,手征 SU(3)×SU(3)在更普遍的范围内是成立的。特别是,我们可以让 s 夸克具有与 u 和 d 不同的质量,而(21.13—25)诸式(现在有些 F_i 是时间相关的)依然可以保留。因此,即使在不遵守那种对称性的时候,这三个关系式仍然为 SU(3)群给出动力学的意义。

这都很漂亮,但它真的能干得好吗? 是的。

7. 六十年代中期的粒子物理学。在 60 年代中期,粒子物理学是什么样子呢?

对色散关系和不同型式的靴带模型[2]的继续研究,得出了一些有趣的定理,但没有什么物理上的新意。

雷其的分析,[3]部分得到成功,部分含混不清,经历了兴衰起伏。

然后有 SU(3)和 SU(6),以及夸克模型,它们不像色散关系和雷其理论那么深奥难懂,也不总是盛开的玫瑰花坛,但是这一模型却获得了巨大的成功。SU(3)和 SU(6)的猛烈冲击,标志着一个至今方兴未艾的新时代的开端,这个时代非常强调对称性推理所起的指引作用。附加的一些令人惊异的基本理论概念同现实世界联系起来了。于是,关于强子一强子散射的向前散射振幅,等于所有二体 qq 或 q$\bar{q}$相应组分的散射振幅之和的假定,给出了总截面之间一些很有用的关系。[87] 夸克系统组成强子这一同样简单的观念,导致在一定程

---

① 条件是夸克之间的相互作用不依赖于 ψ 和 $\bar{\psi}$ 的微分。

② 第 19 章,(f)节,第 5 部分。

③ 第 19 章,(f)节,第 6 部分。

度上把它们当做非相对性的量子力学系统来处理，其中用静态势来描述作用力[88]，也取得了丰硕的成果。1983年的一篇关于这个模型成就的评述写道[89]："组元夸克模型在量子场论方面，仍然缺乏一种有说服力的理论基础……尽管如此，这个模型在纯现象学的范围内，对重子谱几乎所有（所有？）的主要特性的解释，现在已取得了惊人的成功……自旋1/2的夸克的想法……必须被列入重子谱方面的最重567要的成就，也许可以同原子光谱在引导玻尔模型和量子力学中所起到的作用相提并论。"

就夸克被定义成靠非相对论性的势结合起来这一点来说，"组元夸克"图象还不能从量子场论推导出来，这时在流代数里出现的"流夸克"却更接近于场论，这从(21.28)式所起的作用可以看出。此外，在70年代的强相互作用场论的启发（而不是推导）下，出现了关于强子结构的另一种方法，即以"袋模型"①闻名的一些相对论性壳模型。在这些模型里，强子被看做是一些以少数（袋压强，袋表面张力等）唯象参数为特征的泡泡或者袋子，"袋夸克"在其间做相对论性的运动。

这里是评说夸克质量的好地方。为组元夸克所取的质量大约是(u,d)300和500(s)MeV。用质子质量的尺度来衡量，流夸克的质量是非常小的，u,d是<10MeV，s则大约是100MeV。袋夸克也是很轻的。在所有这些质量值之间，并不一定有什么矛盾。粒子的有效质量可能依赖于环境，在金属的自由电子理论里，这一点早已为人们所熟知。[92]我们可以这样来考虑问题：如果在环境a质量是这么大，那么在环境b它就是那么大。但这既没有证明夸克可能是这样的，也没有证明金属里的电子是那样的。对电子我们当然可以"操作性"地定义，当电子在自由运动时，其质量参数的取值为0.5MeV。然而，如果这种想法成立的话，类似方法也不能精确地应用于夸克——因为没有自由的夸克。因此，我们只好限于夸克质量的环境定

---

① "袋模型"有不同的来源。1983年的评论和详细资料见参考文献90；另一种夸克是"雷其极夸克"(Regge pole quark)。[91]

义，这个问题至今还在研究中。[93]

我回到60年代中期的粒子物理学，特别是流代数。"[流代数]的应用被冷落了好几年，直到[1965年当]……阿德勒(H. Adler)[94]和外斯伯格[95](W. Weisberger)……推导出一个很有用的求和律，把β衰变中的伽莫夫－泰勒耦合常数同$\pi^{\pm}-p$散射截面的求和联系起来。这一成功的结果使人们的积极性急剧增长。"[73]到1967年年中，出现了500多篇关于流代数的文章。[74]

阿得勒和外斯伯格的关系式是

$$1-\frac{1}{G_A^2}=\frac{4m^2}{\pi f^2}\int_{m+\mu}^{\infty}\frac{E\mathrm{d}E}{E^2-m^2}[\sigma^+(E)-\sigma^-(E)] \quad (21.30)$$

式中G_A是伽莫夫－泰勒耦合常数(其定义见(20.40)到(20.45)式)，$m(\mu)$是核子(π介子)的质量，f是由(20.45)式定义的强相互作用常数。$\sigma^{\pm}(E)$是一个零质量的$\pi^{\pm}$与一个质心能量为E的质子发生碰撞时的总散射截面。推导这一关系所用到的主要原料是：(21.25)式，特别是同位旋方程$[F_1^{(5)}+iF_2^{(5)},F_1^{(5)}-iF_2^{(5)}]=2F_3$，这道非线性方程显然可以确定轴矢量常数相对于矢量(费米)常数的大小尺度；以及PCAC关系式(20.45,46)，这些关系(如进一步的研究所表明的那样)把在某一过程中辐射"软"(低能)的无质量π介子的振幅，同这个π介子不出现时相应过程的振幅联结起来。仅当跃迁振幅可以从物理介子质量平稳地外推到零介子质量时，上述软介子定理才具有物理意义。假设了这种可能之后，就可以在(21.30)中代人$\sigma^{\pm}$的数据，求出G_A的一个很好的数值(在(20.44)式的百分之几以内)。

568

对流代数的几点结语：

(a)重复说一下，(21.30)式部分地以(21.25)式为基础，而不是建立在对那些以夸克或其他东西表示的对易式的任何特定的实现上。在60年代还没有怎么强调流的夸克结构的时候，那被看做是一种优点。这里有好几点理由。首先，我们仍然处在始于50年代的那个时期(虽然快接近尾声了)，其间的风气是把包括手征SU(3)×SU

(3)在内的各种对称性,看成自由浮动的对称性。① 其次,相当大的努力用于研究另一种类型的、(看起来)没有夸克模型那样激进的模型,它对手征 SU(3)×SU(3)和 PCAC 都作出了有益的阐释,并且能够详细地研究对称性破缺。②

(b)流代数和 PCAC 运用到奇异粒子,求出了在 $K^+\to\pi^0 l^+\nu$ 与 $K^+\to l^+\nu$ 之间,以及在 $K^+\to\pi^+\pi^- l^+\nu$ 与 $K^+\to\pi^0 l^+\nu$ 之间(l=e 或 μ)的一些重要关系。[98]

(c)(21.23—25)诸式已经扩展到除(如(21.22)式的)第四分量以外的其他流密度分量的积分所满足的对易式;以及那些密度本身所满足的对易式。大多数推广都不是那么直截了当的,其理由正如施温格所说,把关系式(21.28)直接用于流密度的空间和时间分量的对易式,就会得出错误的结果。[99]在这个方向上已经取得了一些深人的进展(下面我将会简短地回到这个问题上来),然而,那要涉及到一些额外的假设;进一步的介绍请参看文献 100。

(d)最后要说一点略微离题的话:当人们小心地把场论运用于流密度的产物时,导致了完全出乎意料的第一个关于颜色存在的的故事。1969 年发现的③中性轴矢量流 A_μ^0,$T=1$,$T_3=0$ 的 PCAC 关系,不是我们从(20.46)式表示的带电流($T=1$,$T_3=\pm1$)关系所猜想的那样。取而代之的是现在的关系式($\vec{E}$,$\vec{H}$ 是电磁场算符,$\alpha=1/137$)

$$\frac{\partial A_\mu^0}{\partial x_\mu}=fm_\pi^2\pi^0+\frac{\alpha}{\pi}\vec{E}\cdot\vec{H} \tag{21.31}$$

569 进一步还发现,"反常"的～α 充分地决定 $\pi^0\to2\gamma$ 的衰变率,只差一个因子 S,它反映了理论中的基本哈密顿量里所含费米子的内容。如果那些费米子是一些夸克,就有 $S=[\Sigma(2Q-1)]^2$,其中的 Q 是 u 夸克的电荷,而求和是对所有 u 夸克进行的。对单个 u 夸克(Q=

① 前面曾指出其意义,见第 19 章,(d)节,第 1 部分。

② 这说的是 σ 模型。专著:文献 96。评述:文献 97。

③ 文献 101 里有详细的讨论和参考文献目录。

2/3)来说，有 $S=1/9$。对于颜色方案所要求的三个 u 夸克，有 $S=1$，不论 u 夸克的电荷仿照韩一南部方案，还是三套(u,d,s)具有相同电荷的安排，都有这个结果。你看，很妙，$S=1$ 正好与实验数据符合。

在那时候，这个结果十分令人惊讶。

(c)新的工具——新的物理学

前面给出的关于高能机器演进的梗概①，到现在只讲到圆形质子加速器。现在是介绍其他种类工具的时候了。

1. 反应堆——第一种中微子。② 先让我们返回 50 年代初期，在那时候，中微子假设已经被广泛地接受了。能量、动量和自旋的平衡都是正确的。然而，还没有谁看见过中微子，在这里"看见"的意思是，在断定它产生于 β 衰变之后，观察到它在别的地方做了些什么，例如引起下述的反应：



$$\bar{\nu}+p\rightarrow n+e^{+} \tag{21.32}$$

这是 β 过程的一种反过程。当然，这个要求有些过分。当一个 1MeV 的中微子穿过一光年厚的铅板时，平均仅发生一次相互作用。因而，要看到某些作用，需要有极强的中微子流量。

那时候在洛斯阿拉莫斯的莱因斯(F. Reines)思考过一枚核弹的爆炸是否会对纯科学的利益产生什么回报；他突然想到了(1951 年)[103]，也许其流量正适于观察中微子。过了一段时间，他同柯万(C. L. Cowan)已经开始考虑用于此用途的的探测器了。他们认识到，稳定的裂变反应堆比炸弹要好得多，于是他们就按这一思路进行工作。在 1953 年，他们捕捉到第一个信号[104]，但直到 1956 年萨凡纳

---

① 第 19 章，(a)节。

② 评述：文献 102。

河核反应堆(流量:$10^{13}\bar{\nu}$/平方厘米·秒)的实验才给了他们足够的信心[105],使他们给泡利发了一封电报①,宣告中微子的实验发现。

简要地讲,他们观察反应(21.32)的策略大概是这样的。把富含氢并载有镉化合物的巨大的液态闪烁体用做探测器,其中的技巧是,e^+ 的湮灭引起了迅发闪烁,镉在吸收中子后放出的 γ 射线,则给出

570 具有预期的能量和时间延迟谱的延迟脉冲。我们需要的是关于原始 $\bar{\nu}$ 的通量和能谱的资料,关于截面的知识,核查作为质子和镉密度函数的事件发生率,以及对其他辐射(快中子)的屏蔽,等等。经过了一些挫折和反复之后,终于把一切都弄清楚了。人们看到了中微子。那是第一种中微子。

2. 中微子束流——第二种中微子。对高能量的弱相互作用真正的兴趣,是从50年代后期开始的。起初的实验问题是找出检测这种弱效应的最佳策略。直接用强子束是不实际的,这是因为(譬如说)一个质子首先参与的是强相互作用过程,这些过程会因巨大噪声,完全遮盖像 $p+e\to n+\nu$ 这样的弱相互作用的微小信号。(注:像过程 $\pi^-+p\to\Lambda+\pi^0$ 这样的非轻子型高能弱反应尚有待观察。)中微子是不参加强相互作用和电磁相互作用的粒子,唯一的机会在由质子→π 介子→中微子的过程链中,主要通过 $\pi\to\mu\nu$ 的衰变方式制造出它的束流来。好几种估算看来是颇有指望的,特别是施瓦兹(M. Schwartz)所做的那些估计。[106]当中微子的能量越高时,它们的相互作用就越强,这一点对物理实验颇有帮助。一个 MeV 的中微子需要一光年厚的铅来做的事,一个 GeV 的中微子只需要几百万英里就够了。相应地,在高能区域我们可以使用一些比较节省的束流。

理论家们对这些考虑很感兴趣,这是因为据推测可能存在 W 玻色子(以后会讲到),而且一直没有观察到衰变 $\mu^\pm\to e^\pm+\gamma$,尽管人

---

① 在文献103里有转载。

们从 1947—1948 年间就开始对这些过程进行了徒劳的寻觅。① 当估算出 $\mu\to e\gamma$ 应有的衰变率要比那时候知道的实验上限高得多时，问题就变得更严重了。[107] 论证大致是这样进行的。把 $\mu\to e\nu\bar{\nu}$ 作为一个发射光子过程 $\mu\to e\nu\bar{\nu}\gamma$ 的虚的中间步骤。由于 ν 和 $\bar{\nu}$ 可以湮灭成乌有而又同时符合所有守恒定律，因此 $\mu\to e\gamma$ 的衰变就必定能够发生。只有一种途径可以避免，即在 $\mu\to e\nu\bar{\nu}$ 过程中产生的 $\nu\bar{\nu}$ 粒子对，必须不能湮灭。由于一个 ν 和一个 $\bar{\nu}$ 互为反粒子，它们就一定会湮灭；要不湮灭，除非它们不是正反粒子对。那就可以假设 μ 衰变过程主要以下式进行反应：

$$\mu^-\to e^-+\bar{\nu}_e+\nu_\mu \tag{21.33}$$

其中的 ν_e 和 ν_μ 是两种不同的粒子（早些时候已经从不那么直接的理由，推测出这种可能性[108]）。更一般地说，μ 总是由 ν_μ 伴随着，e 则由 ν_e 伴随着。按照这种区别，我们重新写出 π 介子的两种衰变

$$\pi^+\to\mu^++\nu_\mu \tag{21.34}$$

$$\pi^+\to e^++\nu_e \tag{21.35}$$

571

其他的衰变过程也可如法炮制。这一假设可以用(21.34)式表示的过程作为中微子源来证实，同时证明

$$\nu_\mu+p\to n+\mu^+\text{是允许的，} \tag{21.36}$$

$$\to n+e^+\text{是禁戒的。} \tag{21.37}$$

由哥伦比亚大学的一个小组在布鲁克海文进行的一套庞大的实验[109]，证明了情况确实如此。其中一个主要的技术上的挑战是在隔离这些罕见的过程中，除了中微子外再没有别的粒子能够进入到检测区域。实验的屏蔽装置所需要的数量是前所未闻的，他们用的是从废弃的美国"密苏里号"战舰上切割下来的铁板，再把它们装运到"外蒙古"——这是他们为在布鲁克海文进行中微子实验的那个区域起的名字。八个月的艰巨工作的结果是：μ 子，29 个；电子，没有。存在着两种中微子。

---

① 第 20 章，(c)节，第 4 部分。

哥伦比亚实验是值得纪念的。它不仅产生了漂亮的结果,而且第一次表明了用中微子束来做物理学实验的可行性;在后来的岁月里,布鲁克海文、CERN 和费米实验室在这方面做出了许多重要贡献。

暂时不会有更多的轻子出现。

3. SLAC[①]——硬散射。当战争时期在洛斯阿拉莫斯的时候,阿尔瓦雷斯曾经被要求设计一种仪器,用来测量核弹爆炸的能量产额。苦苦思索之后,他突然想到早些时候看到过的一份关于子弹冲击波效应的报告中的某些结果。这些结果也许会对他有用处。于是他就去到内华达山区某处一个军队营地,寻找那位叫做潘诺夫斯基的报告作者。阿尔瓦雷斯有一次对我说,他把发现潘诺夫斯基列为他的最佳科学成就之一。

战争结束后,阿尔瓦雷斯立刻着手网罗人才,建立一个庞大的小组,以便协助他实现建造一台质子直线加速器(简称 linac 的计划)。阿尔瓦雷斯最想得到的人员名单里,列在首位的就是匹夫(Pief,人人都这样称呼潘诺夫斯基),后者于 1945 年 11 月加入到伯克利直线加速器计划里来。

直线加速器是用于加速带电粒子的最古老的机器。在这类仪器的一个最早型式的阴极射线管里,电子靠一次性地跌落一个陡峭的势坡而获得能量。那个方法当然不能够推广到高能区域,因为建造一个这样的势丘,比让电子或者离子跌落斜坡要困难得多。现代直线加速器的原理是在 20 年代由伊辛提出来,并由维德洛埃补充完善

572 的,[②]他提出共振加速:让一个离子接连落下许多个小的势丘,并且

① 直到 1983 年的 SLAC 的历史:文献 110;直到 1968 年的详细历史:文献 111;直到 1970 年的直线加速器的权威著作:文献 112。

② 第 17 章,(b)节。

每次都同一个射频(rf)源变化着的电场取得同步。正如我们已经见过的那样,这一想法启发了劳伦斯,使他发明了回旋加速器。劳伦斯也参加了直线加速器的开发;30 年代早期,在伯克利开发了一种先进一点的射频方法,产生了[113]达 3MeV 的汞离子射束。可是,当时主要的力量都完全移到了回旋加速器上。

1945 年,阿尔瓦雷斯回到了质子直线加速器的工作,他证明他要做这种加速器的原因,主要是以费用与能量的比值为基础的。[114]一台回旋速器或者同步回旋加速器的价格,是随能量的三次方成正比例变化的,这主要花在所需的磁铁上面;①而直线加速器的成本仅随能量线性地增长。因此,应当有一个交会点,超过了这一点,直线加速器就要便宜一些。无论如何,阿尔瓦雷斯和他的小组在向前迈进。在 1947 年的大部分时间里,直接产生的质子的能量记录达到 32MeV。随后的两项发展有利于改变圆形加速器的成本:同步加速器和强聚焦技术的出现。② 结果,对圆形质子加速器的原则上的重视得以坚持下来,而质子直线加速器也确实在较低能量的区域上发挥了重要的作用。它们被用来做单独的质子同步加速器的注入器。LAMPF,③达到 800MeV 的最高能量的质子直线加速器,在 π 介子产生阈之上每秒加速出来的质子,比所有其他加速器加起来的质子强度之和还要大。[115]但不能排除在超高能量下,质子直线加速器的成本效果(cost－effetive)要相对高一些的可能性。

当加利福尼亚大学各分校要求它的全体教职员举行一次表示忠心的宣誓时,带来了一阵动荡。潘诺夫斯基不想这样做,就转到斯坦福大学(1951 年),接受了一个教授的职位,在那里,正在研制电子直线加速器,并取得了重大的进展。④ 早些时候已经认识到,由于辐射

① 第 19 章,(a)节。

② 第 19 章,(a)节。

③ 洛斯阿拉莫斯介子物理设备。

④ 那段早期的历史,见文献 116。

而引起的能量损失,给电子(同质子相比较)的圆形加速运动设置了强烈的限制,当所要求的能量增加时,这种限制就变得更严格;[①]而另一方面,对直线加速器来说,这个问题却是可以忽略的。电子直线加速器比起质子的同类设备的另一个优越之处是,粒子速度同射频电磁场的同步要容易得多,这是因为,电子在它的加速路径上,只走过一两英尺就以几乎恒定的速度(光速)运动。电子射束的聚焦也是比较简单的,因为对譬如 20GeV 的电子来说,一条地面上长 3 千米的管道,在它看来大约只有 1 米长。高射频功率的要求也由于速调管(战前斯坦福大学的一种发明[②])的进一步发展而得到满足,它是以强而短的脉冲发送微波射频功率的一种装置。

1948 年,在一些试验性的模型取得了有希望的结果之后,一份 1GeV 电子直线加速器的计划书呈送给美国海军研究办公室,并且很快就被接受了。它是一台 50 米长的机器,由串列的 16 个速调管供给能量,每一个提供 30 兆瓦的脉冲功率;其费用是 100 万美元。这台机器后来变成"Mark III",就是霍夫斯达特和他的小组在 50 年代中期,用电子散射的方法研究核子结构的那一台。[③]

573

1956 年,受到 Mark III 成功的鼓舞,斯坦福大学的一个小组开始筹备设立 SLAC(斯坦福直线加速器中心),和建造一台 3 千米长、20GeV 的电子直线加速器。它要成为一台高强度、低负载周期的行波机器;即是说,电子乘着一连串电磁波的波峰,像冲浪那样沿着管道通过。1957 年,又有一份计划书呈送给美国联邦当局;1961 年,潘诺夫斯基成为这一计划的主任,美国国会也批准了 1.14 亿美元来设计和建造这台到那时为止最昂贵的 SLAC 加速器。它是世界上最优良的加速器之一,给科学界发送出以下能量的电子(括号里是相应的年份):17(1966 年),20(1967 年),33(1975 年),如果一切顺利的

① 第 19 章,(a)节。

② 历史:文献 117。

③ 第 19 章,(f)节,第 5 部分。

话，可以达到 50(1986 年)GeV。SLAC 是美国国家的设备，它支持了国内外的许多实验科学家，在 70 年代中期，它每年产生的气泡室照片多达 500 万张。

在 SLAC 安排的早期实验①中，包括一个由 SLAC 和 MIT 合作的计划(于 1967 年年底执行)，测量单举(inclusive)，也称为"深度"非弹性散射(deep inelastic scattering)：

$$e+(p\text{ 或 }n)\rightarrow e+X \qquad (21.38)$$

其中的 X 代表"任意其他产物"。人们期望着这些反应会给出关于核子共振的知识；而结果也的确如此，观察到一系列的共振峰，X 的相应有效质量分布在 2GeV 的范围以内。进一步的设想是，在较高能量和大散射角处，这些截面会急速下落。这种期望主要来自早年霍夫斯达特所做的电子散射实验，他的结果表明，一个核子，包括围绕着它的介子云，在定性上的表现就像一团平滑柔软的果冻一样。

可是，出现了与此大为不同的情况。[119]

他们发现电子在大角度处有强烈的散射，其强度比任何人预测的要大 30 倍左右。② 核子只是在外部表面上同果冻相似而已。这些新的、深入到核子内部的探针，表明了它更像一个装着一颗颗硬核的箱子。60 年代的实验工作所取得的这一结果(在这里的叙述大为简化了)，提供了所缺少的信息的关键部分，几年之后，它会引出强相互作用理论的发展。

4. 对撞机。至今所遇到的所有加速器，都是固定靶的机器：具有能量 E_0 的一束粒子，轰击到一块静止的靶上。E_0 的一部分白费了。由投射粒子同靶粒子组成的系统的动量中心参照系的能量，一点也没有用上，所有的物理学都依赖于剩下的那部分的相对运动的能量 E。能量浪费的百分比随着 E_0 而增高。在一个相对论性粒子轰击 574

① 在文献 118 可以找到关于最初的 SLAC 计划的一份报告。

② 普及文章：文献 120。

一个质子的情况下，有如下的近似程度很好的公式（E 和 E_0 都以 GeV 为单位）

$$E=\sqrt{2E_0} \tag{21.39}$$

这样，如果 $E_0=100$，有用的能量仅占 14%；如果 $E_0=1000$，仅占 4.5%。

人们早就明白，对撞机，即一种两束（例如）质量相等和动量相反的粒子对头碰撞的加速器，是没有能量浪费的。然而，直到 50 年代之前，对这种装置还没有进行详尽的研究。这一课题可以追溯到克斯特（D. W. Kerst）及其合作者在 1956 年的一项研究[121]，即由两个靶或一些交错起来的束流组成的系统的效率；还有透舍克（B. Touschek）于 1959 年[122]的观察：一个由许多磁铁和射频腔围绕着的单个加速器环，可以用来做对撞机，使两个相反方向回转的、带有相反电荷的粒子发生对撞。第一台双环对撞机是由普林斯顿－斯坦福小组建成的，它由 Mark III 注入 300＋300MeV 的电子；其结果于 1966 年做出。[123]第一台单环装置，叫做 AdA，①是在意大利的弗拉斯卡蒂建造的。关于 e^+e^- 相互作用的第一份报告（200＋200MeV）则于 1964 年面世。

对撞机在可用能量方面的经济性，是以事件的低发生率为代价的。一支对撞粒子束的靶，就是另一束运动的粒子，它所含的物质密度比理想的良好真空大不了多少，也就是说它比固定靶小得太多太多。因此，要想对撞成功，其技巧主要就是尽可能提高"亮度"L。②增加 L 的办法是在使两支束流发生相互作用之前，注入许多粒子脉冲到环里去，这样，对撞机得到它的另一个名字：储存环（storage rings）。为此引进一个关键的新参数：束流寿命。它的意思是我们在使束流不明显损失能量的条件下，尽可能加长粒子束循环的时间。为此，对真空的质量，和加速用的射频电压的稳定性，提出了前所未

---

① 意大利文 Anelli di Accumulazione 的缩写。

② L 定义成 $dn/dt=L\sigma$，式中的 σ 是所涉及的反应的截面，n 是在时刻 t 的事件数。

有的严格要求。而且，对撞机的特殊几何形状，又需要设计新的检测器。[124]

由于这些和其他一些理由，对撞机物理学把新技术带进了高能物理实验室。反过来它又深深地影响了这些实验室之间的社会关系。初始的质子或者电子在固定靶的机器里进行加速，可以产生不同种类的次级束流，把它们分别送进一些分隔起来的实验区域，这样可以扩大束流的空间和在实验上的选择余地。另一方面，对撞机是专门用初级束流做实验的，并且必须正好在少数几个束流交叉区域上进行工作。因此，在对撞机上，在任意给定的时间能够容纳的实验数目，以及由实验物理共同体选择的参加者数目，都是很有限的。由 575 于低的事件发生率要求每一个实验都需要长时间的运行，这就又加上了进一步的限制。结果，找出固定靶和对撞机之间一个合理的平衡，对于运用各种手段和具有不同兴趣的实验共同体来说，成了制订发展规划时候的一个需要非常认真地关注的问题。

我回到物理学来。从 60 年代后期开始，有更多经过改进的 e^+e^- 对撞机出场。然而，直到 70 年代和 80 年代早期，储存环才开始占据中心的位置。这是由于在 e^+e^- 物理学上①获得了惊人的成就，以及最初的两台强子对撞机的建成：主要用于做 pp 对撞机的 ISR（交叉储存环），和一台 $\bar{p}p$ 对撞机，两台都设在 CERN。

ISR，是一台由两个互相交错的储存环构成的对撞机，有 6 个可用于物理研究的交叉区域。它于 1965 年批准，1971 年建成，1983 年关停以节省资源而让位给更先进的计划。它是精密工程的一项奇迹。这台机器由 PS② 送入两支反方向回转的 28GeV 的质子束流。在 ISR 里进一步加速，得到 31＋31GeV 的两支质子束流，那是 70 年代世界上可以使用的最高能量。在储存环内保持～3×10^{-12} 乇的压强，那是当时最大的超高真空系统。典型的填充时间是一小时的 PS

① 在文献 125 里，有对直到 1983 年的各台 e^+e^- 对撞机及其特性的一份概览。

② 第 19 章，(a)节。

脉冲值,但两支束流会在三天里继续回转而没有明显的变动(这一点在后来 ISR 只简单用做 $\bar{p}p$ 对撞机的时候变得很重要)。在以后的岁月中,它的亮度至少改进了三个数量级。

在 ISR 的物理学历史中,已经有了杰出而简明的记录[126],证明了在它的早期,这台机器就产生了新的物理学,其中最有意义的是发现了 pp 散射总截面随能量升高而增大[127],以及硬的非弹性质子一质子散射。在 SLAC 发现了大角度非弹性电子一强子效应之后不久,预期(1970 年)[128]即将运作的 ISR 会揭示次级强子的类似行为,产生出相对于束流方向的高横动量 p_T。"无论如何,目睹这样的效应发生,总是一件令人惊讶的事。"[126]在 ISR 之前,已经知道在 $p+p\to\pi+X$ 过程中产生出来的 π 介子的 p_T 分布在 $p_T\lesssim 1\text{GeV}/c$ 的范围内指数式地下降。ISR 的实验,第一次是 1972 年 9 月在费米实验室的会议上报告的[129],讲的是 $p_T\sim 7\text{GeV}/c$ 的 π^0 产生[130]和 $p_T\sim 5\text{GeV}/c$ 的 $\pi^\pm$ 产生,[131]这表明 π 介子的产额,要比先前看到的指数下降的外推结果,大好几个数量级。"对指数式下落明显偏离的证据,是 1972 年的一件大事。"[126]ISR 的其他结果以及这种硬散射的意义,将在(e)节里讨论。

576 在 1980 年 8 月,ISR 被用来做总能量分别为 88 和 125GeV 的 α 同 p,和 α 同 α 的对撞机,从而创下了可用能量的新纪录。

然后,$\bar{p}p$ 对撞机取代了领头的位置。

这一装置(在第一章里已经提到了它)的实现,是由于以下的一系列情况。正如我曾经说明过的那样,在 70 年代中期,强有力的理论论据已经预言存在着一种带电的玻色子 $W^\pm$ 及其中性的同伴 Z,它们的质量大约分别为 80 和 95GeV。找出这些假想的粒子,无疑是一条诱人的大鱼。然而,没有哪一台现成的加速器的能量足以担当这个任务。1976 年,包括鲁比亚在内的一组物理学家,向 CERN 提出了一份计划书[133],并向费米实验室①传去了这样的消息:"如果

---

① 在文献 134 里有对所提出的方案的一种更通俗的描述。

你们将你们的高能质子同步加速器改装成一台 $\bar{p}p$ 对撞机，就会有发现 W 和 Z 的极好机会。"由于一些复杂的原因，费米实验室没有这样做，但 CERN 接受了这一计划。[135]

我稍微详细地重复讲一下他们采用的策略(在第一章里已经简短地讲过其大概)。把 SPS① 里产生的 3.5GeV 反质子，收集到反质子储存器(AA)里，为此目的，专门建造了一个新的环。当反质子进到 AA 里的时候，它们的运动对于所要求的储存轨道来说太杂乱了。一只传感器测量出一小段实际轨道对储存轨道的平均偏差，通过 AA 的一根"弦"(这个短的割线是关键性的)对下游的"反弹器"(kicker)发出一个警报，其内容大概是这样："传感器给反弹器。一束不规则的反质子正朝你处奔去。用下面的电场施行纠正措施……"这样，反质子就一点一点地走进储存轨道了。这种由范德米尔发明并且得到一份诺贝尔奖金的"随机冷却"技术，实在是太微妙太复杂了，无法在这里展开讨论。② 在 AA 里储存 24 小时之后，反质子回到 SPS，在那里加速到 270GeV，并且让它们同反方向回转的、同样能量的质子束流对撞。

1979 年开始建造 AA，至 1980 年建成。1981 年 2 月，在 SPS 里成功地对反质子进行加速；在 4 月里，同时将 $\bar{p}$ 和 p 注入 SPS。7 月，第一次检测到 $\bar{p}p$ 碰撞。[137]

我们现在暂时离开实验，去追赶理论的发展。

(d)标度.部分子

SLAC－MIT 协作组在第一份通讯[118]里已经提到，他们的硬散射的惊人数据，可以合理地用一种标度定律来拟合。为了解释它的 577
含义，我们需要一种不仅适用于非弹性的电子和 μ 子散射，而且也适

① 第 19 章，(a)节。

② 详细的描述见文献 136。

用于中微子散射的重要公式,后来很快就发现它们遵守着一些相同的规则。

在近似程度很好的情形下,反应式(21.38)仍然可以用,因为它表示的是电子发射出一个虚光子,这个虚光子又使核子激发,变成末态的复合物 X。而相应的中微子反应

$$(\nu_\mu \text{ 或 } \bar{\nu}_\mu)+(\mathrm{p} \text{ 或 } \mathrm{n})\rightarrow(\mu^- \text{ 或 } \mu^+)+\mathrm{X} \qquad (21.40)$$

是通过(21.18)式表示的相互作用进行的。在核子静止系里的微分截面可以表示为①

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'}=AE'^2\Big[W_2(\nu,q^2)\cos^2\frac{\theta}{2}+2W_1(\nu,q^2)\sin^2\frac{\theta}{2}+\varepsilon\frac{E+E'}{m}W_3(\nu,q^2)\sin^2\frac{\theta}{2}\Big]$$

$$\nu=E-E', \qquad q^2=4EE'\sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (21.41)$$

式中 $E(E')$是初态(末态)轻子的能量,θ 是轻子的散射角,$\mathrm{d}\Omega$ 是立体角元,m 是核子质量,q^2 是负的(轻子动量改变)^2。最后有

$$A=\frac{4\alpha^2}{(q^2)^2} \quad \text{对 } e \text{ 或 } \mu, \quad \alpha=\frac{1}{137} \qquad (21.42)$$

$$=\frac{G^2}{2\pi} \quad \text{对 } \nu \text{ 或 } \bar{\nu} \quad (G\text{ 是费米常数})② \qquad (21.43)$$

$$\varepsilon=\begin{cases}1, & \bar{\nu},\\ 0, & \mathrm{e} \text{ 或 } \mu\\ -1, & \nu\end{cases} \qquad (21.44)$$

核子动力学行为的所有信息,都包含在那些“结构函数”W 里了。一般说来,这些函数依赖于两个独立的③变量 ν 和 q^2;还依赖于所用的轻子和靶。在 1965 年,就开始运用色散理论和雷其论证,对这些 W

---

① 单位:$\hbar=c=1$。(21.41)式适用于对初态粒子自旋求平均和对末态轻子自旋求和。忽略轻子的质量。关于极化、质量效应和 T 不变性的作用的讨论,见文献 138。

② 当 q^2 增大到(W 或色子质量)^2 的数量级时,此关系式作了修改。

③ 反应(21.38)和(21.40)依赖于 3 个独立参数,例如,ν、q^2 和复合体 X 的质量。

函数的性质进行研究。[139,140]

现在来讲标度。对 W_2 的实验观察[119]（结构函数是很容易测量的）表明，在误差范围以内，νW_2 可以表示成由 ν 和 q^2 结合而成的单个无量纲变量 x 的函数： 578

$$\nu W_2^{ep} \cong F_2^{ep}(x); \qquad \nu W_2^{en} \cong F_2^{en}(x); \tag{21.45}$$

$$x = \frac{q^2}{2m\nu}, \qquad 0 \leq x \leq 1 \tag{21.46}$$

实验物理学家们有很好的理由，立即把他们的数据画在以不那么明显的变量 x 为横坐标的图上。他们的工作完成的前一年，同样来自 SLAC 的比约肯(J. D. Bjorken)，已经把不是完全没有问题的流代数方法同卓越的直觉结合起来，推出了[141]下述标度关系

$$\begin{aligned} &mW_1(\nu, q^2) \to F_1(x), \\ &\nu W_2(\nu, q^2) \to F_2(x), \\ &\nu W_3(\nu, q^2) \to F_3(x), \end{aligned} \tag{21.47}$$

式中的箭头的意思是：在 $q^2 \to \infty$ 的极限下，x 保持固定不变。几个星期之后，卡兰(C. Callan)和格罗斯(D. J. Gross)发现了一道附加的渐近关系[141a]：

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \tag{21.48}$$

这一关系可以特别用来检验流代数的一个假设：流由自旋 1/2 的流夸克粒子组成。这些早期的实验和理论结果，推动了各种理论活动。首先，当在某些场论里考虑了夸克相互作用但把它们当做微扰进行处理，从而发现了[142]对那些标度关系的偏离时，引发了一场关于这一毛病是标度本身的还是使用微扰方法不当所致的热烈争论。其次，发展了一些重要的数学工具①来处理标度现象。第三，还推导出了 F 函数之间的一些附加关系。[148]在实验方面，发展了一种广泛而正合

---

① 这包括了以下一些互相关联的论题：标度作为一种近似不变性的处理（评述：文献 143，144）；光锥代数，流代数的一种变型，以及有关宗量靠近类光间隔的算符的乘积展开的一些问题（评述：文献 145）；对久已知晓的重整化群的的深入钻研（评述：文献 146），这些都最终概括在卡兰一辛曼奇克方程里。[147]

需要的程序,用来研究标度区域内的电子、μ 子和中微子的散射。[①]用最简洁的话讲,这些实验表明,各种不同的标度预言都是实际情况的一种良好近似,但也的确存在着偏差。这只是一份散记,我不再就这些话题多说什么了;好在这些内容都已经有别的一些人仔细评述过了,我现在要转到从标度定律到新的场论的中间步骤——部分子图象。

在 SLAC 发现标度现象之后,紧接着费曼又给出了一个令人难以置信的,从简单的思考推出的直觉模型[151,152],尽管如此,结果表明579 这个模型里含有对强相互作用深入理解的一些关键原材料。他说,让我们假设,在高能轻子束流看来,核子就像一个装着一些长寿命的无结构的(即是说,点状的)颗粒的箱子;这些颗粒叫做部分子(parton),而在标度区域内的非弹性轻子一核子散射截面,就等于弹性的轻子一部分子截面的非相干求和。通过以下的论证,这就可以引出标度定律。让我们来研究核子以动量 $P\rightarrow\infty$ 运动的一个坐标系。设核子由 N 个部分子组成的概率是 P_N,这些部分子的单个质量同 q^2 相比,都可以忽略。第 i 个($i=1,...,N$)部分子的单个动量是 x_iP,$0\leq x_i\leq 1$。各个部分子动量的分配,是由分布函数 $f_N(x_i)$ 决定的。同 P 相垂直的那些个别部分子的动量是可以忽略的,只要 x_i 不是太小,这一点凭直觉看来是没有问题的。[②] 现在让电子对一个具有动量 xP 的指定部分子发生散射。因为假设这是一个弹性过程,所以在过程中 q^2 和 ν 不是独立的;从能量动量守恒我们发现[③] $q^2=2xm\nu$,而 x 正是(21.46)式中的标度变量!现在,按照规定将各项轻子一部分子的贡献加起来,由此得出

$$\nu W_2^e(\nu,q^2)=\sum_N P_N\left(\sum_{i=1}^N Q_i^2\right)xf_N(x) \tag{21.49}$$

---

① 评述:对电子和 μ 子,文献149;对中微子,文献150。

② 在这里忽略了与小 x_i("稀少部分子")相关的微细之点。

③ 运用不变量的定义 $q^2=-(q_1-q_2)^2$,$\nu=P(q_1-q_2)/m$,其中 q_1,q_2 和 P 分别是初态轻子、末态轻子和核子的四维动量。

式中的 Q_i 是第 i 个部分子的电荷。同样的推理可以运用于其他的结构函数,包括中微子的那些结构函数。[153]终于得到了标度。强子的末态 X(其中不含自由夸克)是通过摇动装着部分子的箱子,使它们进行重新分布而达到的;但是这个模型没有也不必告诉我们,这一点具体是怎样做到的。

部分子是什么?

最简单的想法:部分子正是核子的三个组分夸克,但它与观察到的 F 作为 x 函数的关系并不相符。因此有人提出[154],部分子是刚才提到的三个"价夸克",再加上处在总的 SU(3)单态上 $q\bar{q}$对的"海"或者内核。然而,仍然不太符合实际情况。后来,再加上一些不直接同轻子发生相互作用的中性"胶子",即把夸克维系在一起的力场的量子[155],就可以得到大致上吻合实际的结果。

借助于部分子模型,可以重新推导出在标度区域里的那些关系式,它们原先是由更抽象的方法得到的。举两个例子①:比约肯规则[140]

$$A_1 \equiv \int_0^1 dx[F_1^{\bar{\nu}p} - F_1^{\nu p}] = 2 \tag{21.50}$$

和格罗斯—勒威林·斯密斯(Llewellyn-Smith)规则 156　　580

$$A_2 \equiv \int_0^1 dx[F_3^{\bar{\nu}p} + F_3^{\nu p}] = 6 \tag{21.51}$$

部分子模型的成功,导致了一个难题。轻子—部分子的不相干散射,意味着在轻子看来,核子就像是一个由自由运动的组分粒子组成的聚集体。那么核子为什么不散开来垮掉呢?我将很快谈到这个问题的答案:渐近自由。②

---

① 在这里只考虑了在复合体 X 里不含奇异粒子的情况。

② 关于将部分子模型纳入一种场论的早期努力的一篇评述,见文献 157。

(e)结论:量子场论的康复

康复,指一个器官回复到一种健康的状况。

《牛津英语词典》

1. 绪论。当费米迈出通往弱相互作用理论的最初几步,以及汤川对强相互作用做出相仿的业绩时,20 世纪的前三分之一已经过去。回顾这一世纪的中间三分之一时,我们就好像在探究他们两人的概念的长处和短处。现在,让我们对这一中间时期做最后一次观察,作为转到最后三分之一世纪(写作本书的时候,它已过去了一半)的导引,在这后一阶段里,弱相互作用和强相互作用的理论,都有了变化。

从一开始,我们就有了弱相互作用与场论相联的观念。① 费米通过模仿发出和吸收一个虚光子的电磁过程,而构造出他的弱相互作用理论。汤川秀树则提议说,β 衰变是以他的带电介子为中介的,就像(17.52)式所表示的那样;后来他又放弃了这个建议。在 30 年代后期,海森伯已经开始钻研"费米场论":把四个费米子的局域耦合,看成是一个基本哈密顿量的微扰。在费米耦合常数 G 的一阶近似上,这种方法给出了费米告诉过我们的东西。但海森伯也发现,G 的高阶项是很麻烦的。后来弄清楚了[158],这是因为费米场论是完全不可重整化的;展开 G 的幂级数是没有意义的。要想使费米场论避开这些不良性质的种种尝试,总是徒劳无功。

在 40 年代后期,弱相互作用普适性的发现②立即为制定与场论相似的新理论提供了契机:"有可能像对库仑相互作用那样,对[β 衰变和 μ 衰变]相互作用的等同性做出解释,即假设这些相互作用是通

① 在这一段里,我对第 17 章(e)节第 2 部分,(g)节第 1 和第 2 部分中的某些内容,做出几点总结。

② 第 20 章,(c)节,第 4 部分。

过一种中间场传送的,对于这种中间场,所有粒子都具有相同的581 '荷'。"[159]在50年代早期,当人们倾向于相信β衰变的相互作用是S和T的混合时,①类似的猜测就沉寂下来了。这是因为,那两种类型的力,要求有两种具有不同自旋的玻色子来做媒介。后来,到1957年底,普适的$V-A$理论出现了。② 从那时开始,有人第一次提出建议[160],认为弱相互作用是由带电的矢量玻色子$W^{\pm}$做媒介的,③即是说,假定有效相互作用

$$H_{wk}=\frac{G}{\sqrt{2}}J_{\lambda}^{\dagger}J_{\lambda} \tag{21.18}$$

是由以下的基本相互作用④

$$H_{W}=g(J_{\lambda}W_{\lambda}^{*}+J_{\lambda}^{\dagger}W_{\lambda}) \tag{21.52}$$

推导出来。

举一个例子就可以说明(21.18)和(21.52)两式之间的联系。考虑散射

$$e^{-}(p_1)+\nu_{\mu}(p_2)\to\mu^{-}(p_3)+\nu_{e}(p_4) \tag{21.53}$$

(式中的几个p是相应的四维动量)。到g的二阶,此反应可通过以下的虚过程链

$$e^{-}+\nu_{\mu}\to\nu_{e}+\nu_{\mu}+W^{-}(q)\to\mu^{-}+\nu_{e}$$
$$e^{-}+\nu_{\mu}\to e^{-}+\mu^{-}+W^{+}(-q)\to\mu^{-}+\nu_{e} \tag{21.54}$$

来实现,式中的$q=p_1-p_4$。除了(重要!)自旋因子之外,矩阵元M_{if}等于

$$M_{if}=\frac{g^2}{q^2+M_W^2} \tag{21.55}$$

式中的M_W是W的质量。考虑$q^2\ll M_W^2$的情况,上式就变成$M_{if}\simeq g^2/M_W^2$。现在以H_{wk}为基础,计算同样的跃迁。如果有

---

① 第20章,(c)节,第4部分。

② 第20章,(c)节,第4部分。

③ 在1957年施温格就已经猜想是这样[161],我在下面将要再讲到他的猜想的理由。

④ W_{λ}是一种非厄密的四维矢量场,$W_{\lambda}^{*}=W_{\lambda}^{\dagger}$,$\lambda=1,2,3$;$=-W_{\lambda}^{*}$,$\lambda=4$。

$$\frac{G}{\sqrt{2}}=\frac{g^2}{M_W^2} \tag{21.56}$$

两个结果就会吻合，或者，运用(20.43)式，得到

$$g^2 \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{M_W}{m})^2 \times 10^{-5} \tag{21.57}$$

假定不管 q^2 的大小怎么样，都强制去掉(21.55)式里的 q^2。那么，现582在我们所讨论的反应，就与所有类似的反应一样，H_W 到 g^2 的阶次上，会给出与 H_{wk} 相同的结果。这等于说，到 g 的二阶上的 W 相互作用，在 $M_W \to \infty$ 而 g/M_W 保持固定的极限条件下，会产生费米作用的所有结果。

(21.56)式是 g 和 M_W 之间的一种约束，但光凭这个式子，我们还不足以预言 M_W 的值。以下的论证①粗略地给出了我们可以期望得到的东西。从(21.18)式开始，计算在动量中心参照系中过程(21.53)的截面 σ，并求出 $\sigma=4G^2\vec{p}^2/\pi$。费米相互作用的散射是在一个纯 s 波中进行的，因而 σ 不会超过 $\pi/2\vec{p}^2$（相移的正弦平方$(\text{sine})^2 \leq 1$）。这说明了，在

$$|\vec{p}| \geq (\frac{\pi^2}{8G^2})^{\frac{1}{4}} \simeq 300\text{GeV} \tag{21.58}$$

的区域上，费米相互作用失效了。这当然一点也没有证明 W 理论的有效性，但是它给出了一个提示，如果 W 的想法是对的话，则 $M_W=$ 300GeV 或者比这还小。

从 60 年代后期开始，实验物理学家们就在追寻 W，而这也正是促进中微子束流发展的主要原因之一，因为它们被认为是以可检测的方式产生出 W 粒子的一种比较可行的手段。如(21.55)式所显示的那样，即使实际上没有产生出 W，我们也可以希望由此窥见新的弱相互作用物理学的一点效果，即从相对低能量的高精密度测量，揭示近似级为 $0(q^2/M_W^2)$ 的对标准费米理论的偏差。实验物理学家的

① 这是在 1961 年夏天，我从李政道[162]那里学来的。

探寻，与一些不同效应的 $0(g^2)$ 阶次计算是相适应的。在 1965 年，已由此确立了 M_W 的下限是 $\simeq 2\mathrm{GeV}$。①

然而，这里存在着一个非常严重的障碍。(21.52)式表示的相互作用，又一次是不可重整化的；因此，对 $0(g^2)$ 阶次的理论估算是不可信的。(后来弄清楚了，这些结果实质上是没有问题的。)此外，W 粒子同电磁场的相互作用，也是不可重整化的。[164]

于是，在 60 年代中期，弱相互作用的理论走进了一条死胡同。当费米的方法在低能依然可靠的时候，在高能处却已经不行了。W 粒子的想法是吸引人的，但它还不是一种可以操作的理论。

至于在同一时期里的强相互作用，从汤川的介子理论以来，也取得了显著的进步。对称性的论证已经为丰富的新现象带来了一种新的秩序等级。量子场论的基本特点从来没有被放弃过，而事实上它们又已经为色散理论、雷其极点模型和流代数的演进做出了贡献。可是，在基本动力学的层次上，情况本质上始终同 20 世纪整个中间的三分之一时期完全一样的：含混不清。

然后，几乎同时，一种新的弱相互作用物理学和一种新的强相互作用物理学突然出现了。由此开始了一个常常被称为新物理学的新时代。

这些发展的起始，可以回溯到 50 年代早期。先前我已经提到了那个时期②："也在这一时期，发现了一种新类型的场论，即非阿贝尔规范理论。我将在后面回到这个题目上来，它的有深远意义的后果不是一下子就被人们了解的。"当我试图描画出场论怎样再次回到中心舞台的时候，我设想有一位认真的好问者打断我的描述，要我回过头来讲一点背景情况。 583

① 在文献 163 里有一份对直到 1965 年 6 月的理论和实验状况的评述。

② 第 19 章，(f)节，第 1 部分。

2. 非阿贝尔规范理论。我第一次知道非阿贝尔规范理论①(那时我还从未听到过这个名词),是 1953 年 6 月在莱顿参加纪念洛伦兹和卡梅林·昂内斯两人百年诞辰的会议上。在那次会议上,我报告了一篇把同位旋扩展到一个更大的群的文章[166],其中假设:“时空的元素不是一个点而是一个流形……”②,我当然没有意识到,我讲的是关于一种最平庸类型的纤维丛。坐在听众席上的泡利对此发生了兴趣,且在随后的讨论中提出了以下的问题[167]:“我对介子同核子之间的相互作用有一个特别的问题……我想问问……那个恒定相位的变换群,是否可以用类似于电磁势的规范群那样的方法扩大,而使介子一核子相互作用同这个扩大的群相联系。”

为了评价泡利的问题,我们要回头讲一下电磁规范群,这个问题先前已经提到过,但仅仅是附带地说了一点。③ 为此,我重新写出适用于电子的狄拉克方程(13.47)(从此处开始,改用 $\hbar=c=1$ 的[自然]单位制,且用简化的符号 $\partial_\mu=\partial/\partial x_\mu$)

$$[\gamma_\mu(\partial_\mu-ieA_\mu)+m]\psi=0 \tag{21.59}$$

以及电磁场方程

$$F_{\mu\nu}=\partial_\nu A_\mu-\partial_\mu A_\nu \tag{21.60}$$

$$\partial_\nu F_{\mu\nu}+j_\mu=0, \quad j_\mu=ie\bar{\psi}\gamma_\mu\psi \tag{21.61}$$

考虑规范变换

$$\psi=S\psi'$$
$$S=e^{-i\alpha}\simeq 1-i\alpha \quad (\text{对小的 } \alpha)^{④} \tag{21.62}$$

并将其分为两种情况

(a)整体规范不变性:α 是一个常数,A_μ 不改变。这意味着电流守恒:$\partial_\mu j_\mu=0$;参看(15.68)式。

---

① 我那时候不知道奥斯卡·克莱因 1938 年的一篇文章里[165]并没有包含非阿贝尔规范变换,但尽管如此它与当前的课题有关联。

② 一个二维球。

③ 参看(15.56)—(15.68)诸式。

④ 对于这一章里的有限对象,无限小的规范变换就够了。

(b)局域规范不变性:α 依赖于 $\vec{x}$ 和 t;这仅在满足以下三个条件 584
的情况下才有可能实现:(1)$e\neq 0$,因为,$e=0$ 时,ψ'不满足与 ψ 同样的方程;(2)(21.62)必须补充以

$$A'_{\mu}=A_{\mu}+\frac{1}{e}\partial_{\mu}\alpha \tag{21.63}$$

(3)(21.60),(21.61)两式在变换式(21.62),(21.63)下都不变。然而,要注意的是在这里从后门偷偷地塞进了一个重要的条件:设想光子具有质量 μ。那就会在(21.61)式的左边加上额外的一项 $\mu^2 A_{\mu}$,从而破坏了在变换式(21.63)下的不变性:局域规范不变性要求存在一个补偿的**无质量**矢量场。变换式(21.62),(21.63)形成了被称为 $U(1)$的一个"局域规范群"。这是一个阿贝尔规范群,它的意思是,接连做两个变换的结果,并不依赖于进行这两个变换的先后次序。

其次考虑一个核子,并暂时采用一道八分量的狄拉克方程来描写它,其中四个分量是质子(ψ_{p}),四个分量是中子(ψ_{n}):

$$(\gamma_{\mu}\partial_{\mu}+m)\psi=0, \qquad \psi=\begin{pmatrix}\psi_{\mathrm{p}}\\ \psi_{\mathrm{n}}\end{pmatrix} \tag{21.64}$$

问:为什么是"暂时采用"?

答:今天我们把核子看做是三夸克的组合物,而不再使用(21.64)式;正如我们不用它来表示氢 3 或者氦 3 一样。但是记住,我们讲的是 1953 年的事。

(21.64)式是在同位旋转动下不变的(τ_a 是同位旋矩阵;参看(17.11)式)

$$\psi=S\psi'=(1-i\tau_a\alpha_a)\psi' \tag{21.65}$$

$a=1,2,3$(理解为对 a 求和)。我们运用这一式子时,一直把 α_a 当作常数,而(21.65)式称为整体同位旋规范变换。这样的变换是非阿贝尔的;它的意思是,这样的两个变换的乘积 S_1S_2,一般不等于 S_2S_1。泡利的问题现在可以重新表述为:可不可以用与 $\vec{x},t$ 相关的 α_a,来把(21.65)式推广成局域同位旋规范变换呢?

泡利对此问题做过深思。① 刚开完莱顿会议,他就写了一封信给我[169],谈到运用一种推广的卡鲁扎(T. Kaluza)—克莱因理论所给出的可能答案。② 几个星期之后,他又寄给我一份题为《介子核子相互作用与微分几何》的手稿,开头写道:"写于[1953年]7月21到25日,为了试试看它会是什么样子。"③在这份手稿里,泡利指出,局域同位旋规范不变性要求引进一套补偿的规范场势的三重态,下面称为 $B_{a\mu}$;并且作为他的主要结果,得到了相应的场强的正确表达式,如下面的(21.66)式所示。然而,他没有写出与此相联系的动力学场方程,即下面的(21.69)式。

585

1953年晚些时候,泡利的热情开始减退。"如果谁要尝试构造场方程……谁就总要得出**零静止质量的矢量介子**[他加的着重号]。有人会试图得到别的介子场——有正静止质量的赝标量……但我觉得那太造作。"[171]与此同时,杨振宁和米尔斯(R. L. Mills)已经独立地研究了这个问题。1954年2月,杨振宁在普林斯顿的高等学术研究所的一个讨论班上报告了他们的结果。泡利坐在听众席里,我还清楚地记得他的批评性的和否定性的反应。④ 泡利的稿子从未发表⑤,而杨振宁和米尔斯的文章发表了。他们在这两篇杰出的文章[174]里,奠定了现代规范理论的基础。

作为非阿贝尔规范理论起源的最后的注记,我要提到罗纳尔德·肖(R. Shaw)的一篇于1955年8月呈送但未经发表的剑桥大学学位论文。在这篇论文的一处脚注里写道:"在这一章里描述的工作,除了在第3节里所做的推广[到一种四维情况]之外,已经于

---

① 我相信他的兴趣可能出自他早期关于引力和电磁现象的一种统一理论,在那一理论里,在每一个空时点上,都挂着一束五维的切向纤维丛。[168]

② 统一场论的另一版本。[170]

③ 这份手稿的一份复制件,以及写于1953年12月的一份重要的 Mathematischer Anhang[数学附录],保存在CERN档案馆的泡利信件收藏集内。

④ 亦可参阅杨振宁自己关于这一场合的回忆。[172]

⑤ 泡利在1953年秋天就这个问题所做的讲演笔记,后来出版了。[173]

1954 年 1 月完成,但是没有发表。在 1954 年 10 月,杨振宁和米尔斯独立地采用了同样的假设,并推出了相似的结果。”

问:总的说来,泡利和其他一些战前的重要人物,对战后的粒子物理学有什么影响呢?

答:泡利对量子场论做过一些基本的贡献,特别是在重整化纲领和 CPT 定理方面。费米在完成了关于 π 介子的重要工作后不久就去世了(1954 年去世)。薛定谔晚年的物理学兴趣,集中在爱因斯坦式的统一场论上面(1961 年去世)。玻尔在生命的最后 15 年,在粒子物理学中扮演的角色,与其说是一位演出者,不如说是一位沉思者(1962 年去世)。狄拉克继续他对不同于标准量子电动力学的另一种理论的孤独追寻(1984 年去世)。从 1954 年到生命结束,海森伯着迷于要从一道基本的非线性波动方程,解出全部粒子物理学(1976 年去世)。这一方案,必须看做是他从前的“费米场论”的一个新版本。泡利在做了规范场的工作之后不久,加入到海森伯这一努力中去。他起初的兴趣再一次快速消退,而在他逝世(1958 年)前不久,他对这一方案给出了一次公正的批评。[176] 而海森伯却没有动摇。① 他在这个课题上的论文② 包含一些颇有趣的评论,尤其是关于对称性破缺,可是终究没有产生什么影响。在海森伯去世后不久发表的 586 最后一篇文章里[179],以如下的一句预言式的话语结束全文:“仅当了解了物质的基本动力学时,才能够理解粒子的能谱;动力学乃是中心问题。”

现在回到杨一米尔斯的文章[174],我写出他们的一些主要方程。场 $G_{a\mu\nu}$ 是通过势 $B_{a\mu}$ 定义的($a=1,2,3$)

$$G_{a\mu\nu}=\partial_\nu B_{a\mu}-\partial_\mu B_{a\nu}-2gf_{abc}B_{b\mu}B_{c\nu} \tag{21.66}$$

式中的 g 是理论的耦合常数,如果 a,b,c 是 1,2,3 的一种偶(奇)置

① 关于海森伯对泡利的批评的反应,见文献 177。

② 这些文章可以在他的选集 178 中找到。

换,那么 $f_{abc}=+1(-1)$。依照(21.65)式,$B_{a\mu}$ 按下式进行变换①

$$B'_{a\mu}=B_{a\mu}+2f_{abc}B_{b\mu}\alpha_c+\frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_a \tag{21.67}$$

核子的方程变成

$$[\gamma_\mu(\partial_\mu-ig\tau_a B_{a\mu}+m]\psi=0 \tag{21.68}$$

B 场的方程是

$$\partial_\nu G_{a\mu\nu}+J_{a\mu}=0 \tag{21.69}$$

$$J_{a\mu}=j_{a\mu}+j_{a\mu}^{(B)}, \tag{21.70}$$

$$j_{a\mu}=ig\bar{\psi}\tau_a\gamma_\mu\psi \tag{21.71}$$

$$j_{a\mu}^{(B)}=2gf_{abc}B_{b\nu}G_{c\mu\nu} \tag{21.72}$$

同位旋是守恒的,

$$\partial_\mu J_{a\mu}=0 \tag{21.73}$$

问:什么是自旋非 1/2 的粒子的源?

答:$B_{a\mu}$ 在这里起到如同 A_μ 在电磁理论里所起到的同样的普适作用。[180,181]

同电磁理论的相似是惊人的——但其差别亦是惊人的。场同势的关系是非线性的;并且它们是自己的源的一部分。这些非线性的特点使得即使要列出这些方程(即使在没有 ψ 场的情况下)的经典解,也是极端困难的。事实上这个问题至今还没有完全得到解决。

这些非线性的特点,也深刻地影响了 B 场的量子化,使得它变得很复杂。虽然立刻明白了[174] B 场的量子具有单位自旋和同位旋,以及电荷 0,$\pm e$,它们的质量却一直是个谜。正像杨振宁后来所回忆的那样[172]:"我们发现我们无法下结论说规范粒子的质量应当是多大。"这种类似的争论以前也曾出现过:引力场方程的非线性的特点,曾经一度引起一场关于与零质量"引力子"相应的引力波是否确实存在的旷日持久的争论。[182] 然而,很快就正确地猜测到 B 量子具有零

587

① 与电磁的情形不同,$G_{a\mu\nu}$ 在(21.67)式中不是常量,但场的拉格朗日量 $(G_{a\mu\nu})^2/4$ 是常量,这就是问题所在。

质量。

差不多20年之后,B量子的场论才得到充分的了解:1971年,特霍夫特(G. t'Hooft)[183]证明了这一理论是可重整化的,这是通过一连串逐步进展之后达到的高峰。从那以后,这一证明就在各种教科书里树立了它应有的位置。[184]特霍夫特的老师、规范场量子理论发展的先驱者之一威尔特曼(M. J. G. Veltman),在一篇关于这场演进的重要的历史性评论[185]里,把这些岁月里的发展称作是"缓慢而痛苦的"。在我们这样的书里讨论这些事情我认为没有什么意义。可是,我的确想在这里强调,对本质上是非线性的非阿贝尔规范理论的处理,要求有高水平的技巧,而这些方法是在量子电动力学里从来没有用到过的。

回到50年代,杨一米尔斯理论引起了强烈的兴趣。然而,可以用这些深奥的想法来做些什么,却是另一回事。那时候还没有强相互作用的矢量介子,零质量的矢量介子更是少得可怜。

问:零质量的性质是否成了一场灾难呢?

答:不,你立刻就要看到了。

60年代初,当人们发现了一些强相互作用的[矢量]介子①时,马上猜测它们就是非阿贝尔规范场的某种表现。首先,ρ介子被尝试性地认证为B场的量子。[186]当矢量八重态(ρ,ω,K^*)出现时,有几位作者[187]推测,它们就是与将以上的规范理论推广到SU(3)群相联系的规范场的量子。先前的程式对这种情况的直接推广[181]是这样进行的。$B_{a\mu}$和$G_{a\mu\nu}$是SU(3)的两个八重态,$a=1,\cdots\cdots,8$;f_{abc}由(21.4)式给出;其余各公式则照搬(21.66),(21.67),(21.72)诸式而无需改动。进一步还广泛地相信,由于规范对称性的某种破缺,而使观察到的矢量介子八重态变得有了质量。

问:这不是一种切合实际的看法吧?

答:是,它是合乎情理的,但涉及到强相互作用时就是不正确的。

① 第19章,(e)节;本章,(b)节,第1部分。

在70年代弄清楚了,强相互作用的理论,量子色动力学里的矢量介子(规范粒子),事实上是严格无质量的,这是一个最令人吃惊的新观念。现在,这一点会有助于考虑这种理论的一些基本方程,并且由此就更有理由相信这些方程本质上包含了对强相互作用的正确描述。

588 **3. 量子色动力学①(QCD)。**这是一种规范理论,其规范群是色SU(3),或者简写成$SU(3)_c$。在这一章的前面((b)节,第5部分)我们已经看到,在1965年第一次有人猜测这个群支配着强相互作用;在70年代早期,从不同的方面重新提出这个观念。[192] 力场是一组$SU(3)_c$的无质量矢量场八重态$B_{a\mu}$(指标$a,b,\cdots\cdots$等等取1到8);它们的量子称为胶子(gluon)。这些力是作用在夸克上的,而夸克是一套$SU(3)_c$三重态,用狄拉克场$\psi_{\alpha\kappa}$表示。$\alpha=1,2,3$是颜色的指标,κ标明夸克的品种(u,d,s,……),或者用流行的术语来说,κ是味(flavor)的指标。对每一个κ有

$$[(\gamma_\mu\partial_\mu+m_\kappa)\delta_{\alpha\beta}-ig\gamma_\mu(\lambda_a)_{\alpha\beta}B_{a\mu}]\psi_{\beta\kappa}=0 \qquad (21.74)$$

$(\lambda_a)_{\alpha\beta}$是八个$SU(3)_c$群的3×3矩阵,类似于同位旋的3个$\tau$矩阵。取

$$j_{a\mu}=ig\sum_\kappa\bar{\psi}_{\alpha\kappa}(\lambda_a)_{\alpha\beta}\gamma_\mu\psi_{\beta\kappa} \qquad (21.75)$$

则(21.66,67,69,70,72,73)诸式依然成立。这一整套方程组成了②QCD。

问:谢谢你用了这些仅用一个信封背面就可以写下的方程,给我们讲解了QCD。那么,为什么要用$SU(3)_c$,而不用先前支配着强子质量谱之类现象的SU(3)呢?

---

① 理论状况:文献188(1974年);189(1978年);190(1982年);实验证据:文献191(1981年)。

② 这里的叙述并不十分精确。由于一种在(21.31)式里遇到的那种反常,还要加上一些额外的项(θ项)。这种反常不是人们所希望的。当前正有人提出几种消除这种反常的建议。[190]

答:不能够用那一个 SU(3),即现在称之为味 SU(3)或者 $\mathrm{SU}(3)_f$ 的群。因为同它相联系的夸克流八重态,已经在电磁相互作用和弱相互作用(卡比玻流,(21.19)式)里发生破缺了。我们不能指望通过把这一个流八重态耦合到一个 B 八重态而给出强相互作用,因为那样就会把强相互作用的对称性同弱/电磁相互作用的对称性混杂在一起了。

问:那么,怎样在 QCD 里导出强相互作用的同位旋和 $\mathrm{SU}(3)_f$ 的对称性呢?

答:同位旋对称性:因为 u 和 d 夸克的质量本来都比强子的质量小得多。[192a]老的同位旋的电磁破缺,无需改动地坚持下来了。近似的 $\mathrm{SU}(3)_f$:因为 s 夸克同(u,d)夸克的质量差。相等的 u,d,s 质量会产生精确的 $\mathrm{SU}(3)_f$ 不变性。

问:(21.74)式中 QCD 预言的夸克质量 m_κ 是多大?

答:没有预言,这些质量是输入的。

问:这样说,同位旋和 $\mathrm{SU}(3)_f$ 是人为地放进去的?

答:只要我们没有办法对 u,d,s 的质量做出什么预言,这就是我们能够做到的最佳结果了。后面还要讲到这个问题。 589

问:对 QCD 方程的解,知道些什么吗?

答:知道了许多解,但还不够细致。

问:从束缚的 qqq 和 $q\bar{q}$ 系统推导出核子和介子的性质,都做了些什么?

答:还没有,还不可能从第一性的原理计算这种结合能。

问:这样,还没有什么东西可以拿来同量子电动力学里计算出多少位小数那样的数值上的精确度相比较。

答:对。

问:是不是人们还没有尝试去计算夸克系统的结合能呢?

答:正在此刻,他们在尝试着,并且得到了一些有希望的、初步的和部分的结果。我们在这一点上达到了历史进程的外沿。因此,我不再继续讨论这些努力,其中所运用的数学技巧是我不够熟悉的。

问:你还是明显觉得QCD是很可取的,为什么?

答:首先因为,到目前为止还没有别的富有生命力的理论方法用来探索强相互作用。可是,这本身不是一种很有说服力的论证。使人更感兴趣的是,QCD成功地解释了一整堆最近的重要的实验结果;广义地来说,这些结果都携带一种共同的信息:**在先前的各个时期里,强相互作用理论所遇到的所有困难,都只停留在低能($\lesssim$几GeV)区域内。**用来对付这些问题的那一部分非常困难的QCD,被称为非微扰QCD。你刚才问到关于夸克系统结合能的问题,就属于这里的一些问题。**当能量变得更高时,强相互作用的强度会降低下来。**处理高能方面问题的那一部分困难的QCD,是微扰QCD。这里包含了由部分子模型造成的问题:为什么一个核子在标度区域内,其行为就好像由一群自由运动的组分粒子集合而成的?

对这一个问题的回答,标志着QCD的开始。

部分子模型能够融合到一种场论里去吗?从量子电动力学的教训来看,并不那么乐观。考虑在两个电子之间的经典库仑作用,即在坐标空间的α/r或者在动量空间中的α/q^2($\alpha=e^2$,以$\hbar c$为单位),由于量子效应而做的修改。相互作用的领头阶来自一个虚光子(其四维动量为q)的交换。高阶的效应(有一部分)是由于那个光子可以在部分时间内分解为一些电子一正电子对。写出正确的相互作用$\alpha(r)/r$或者$\alpha(q^2)/q^2$。很早就知道,在r减少时$\alpha(r)$增长;或者说,在q^2增加时$\alpha(q^2)$增加。为了理解部分子的图象,所需要的正好相反:一种称为$\alpha_c(q^2)$的耦合,应当在$q^2\to\infty$时有$\alpha_c(q^2)\to 0$,这种行为叫做渐近自由。

590 1973年,格罗斯和维尔泽克(F. A. Wilczek)[193],还有泊利泽(H. D. Politzer)[194]独立地发表了他们的奇妙发现:$SU(3)_c$是渐近自由的!① 而且,柯勒曼(S. R. Coleman)和格罗斯还证明了[195],只有非阿贝尔规范理论有机会成为渐近自由的。

① 这一结果是1972年由特霍夫特得出来的。[185]

这一点是这样的:作为夸克之间相互作用媒介的胶子,部分时间分解为 q$\bar{\text{q}}$对。这种效应本身会导致一个随 q^2 而上升的因子 $\alpha_c(q^2)=g^2(q^2)$。然而,由于 B 场的非线性,胶子也有部分时间分解为胶子,这正是奥妙所在。后一种效应抵消并且盖过了 q$\bar{\text{q}}$对的效应,最后的净结果是[①]

$$\alpha_c(q^2)=\frac{12\pi}{(33-2n_f)\ln q^2/\Lambda^2}, \quad 对 \quad \frac{q^2}{\Lambda^2} \gg 1 \qquad (21.76)$$

只要 n_f,即不同品种的味的数目小于 16,它就是随 q^2 的增加而减少的。

参数 Λ,代表"QCD 里的隐标度(hidden scale)",它是通过 g 重整化的量子力学机制进入的。纯 B 场(暂时忘记夸克一会儿)含有导致 $B-B$ 散射的非线性——但不是测量这种效应的尺度,唯一的一个常数是无量纲的 g^2(以 $\hbar c$ 为单位)。$B-B$ 散射的振幅需要重整化,这种重整化是对虚胶子的某一固定的(质量)$^2=-\Lambda^2$ 而进行的。我们不能取(实胶子的)$\Lambda^2=0$,因为在那里振幅是红外发散的——在 QCD 里没有低能定理! 由于在(21.76)式里出现了 Λ,重整化的 g^2 就会依赖于 Λ^2。

在大的 g^2 区域里,由 QCD 所作出的预言,包含了而且加强了那些由朴素的部分子模型得出的预言。例如:(21.50)和(21.51)两式相应变成了

$$A_1=2\left(1-\frac{2\alpha_c(q^2)}{3\pi}\right) \qquad (21.77)$$

$$A_2=-6\left(1-\frac{\alpha_c(q^2)}{\pi}\right) \qquad (21.78)$$

问:Λ 有多大?

答:有许多办法从实验测定 Λ,刚才给出的例子提供了其中的两个办法。当然,所有这些办法,都应当给出同样的答案。所有这些方

---

① 这道公式是不严格的。对它的修正并不影响到渐近自由的结论。对一些高阶效应的评述参看文献 196。

法一致地产生出 $\Lambda\simeq 200\text{MeV}$,这一数值具有中等的精确度。[191]

问:QCD 有没有预言在标度区域有什么样的结构函数?

答:还没有做到这一点。因为这些结构函数依赖于低能的三夸克束缚系统的难于处理的行为。然而,我们能够预言这些结构函数的许多性质①,而且给出满意的结果。[191]

591 问:胶子没有质量不会引起麻烦吗?为什么看不到它们?

答:我一直在等着你问这个问题。首先,你应当知道渐近自由的发现,并不立刻使人相信胶子具有零质量,特别是与此同时发现(我要回到那上面来)只要用一种巧妙的方式引进质量,有质量的非阿贝尔规范场就是可以重整化的。只是在渐近自由之后,一些物理学家才开始②推测,胶子是严格无质量的,因而 $SU(3)_c$ 是一种无破缺的对称性。

一种猜测导致了另一种猜测:从高 q^2 降到不那么高的 q^2,$\alpha_c(q^2)$增加,因而 $\alpha_c(r)$也随之增加。假定在降低 q^2、增大 r 的过程中,这一结论总是成立,换句话说,即夸克之间的吸引势随着 r 变大而增强,这些夸克就不能够彼此分开,它们被囚禁住了。[197,198,200]③这又导致了新的猜测:包括单个胶子在内的所有非零有色的状态都被囚禁起来。[197,198,200]这条禁令不能用于由两个或者多个胶子组成的无色状态($SU(3)_c$ 单态)。人们一直在寻找这样的"胶球"。[202]

从小的 r 转到大的 r,就要从微扰(弱耦合)的 QCD,转到非微扰(强耦合)的 QCD,这里仍然有一个很突出的问题④,即囚禁的严格证明。然而,有很多迹象表明,确实发生了囚禁。最早的证据出现在 1974 年:特霍夫特所做的一维(空间)加一维(时间)的、包含有色和味的规范模型[204],同时显出了渐近自由和囚禁;还有威尔逊(K. G.

---

① 这里指 $\int dxF(x)x^n$ 类型的"矩"。

② 我很清楚地知道,这一想法出现的次序与文献 197,198,199 里的次序一样。

③ 囚禁的想法在 1973 到 1974 年间出现,但并不都是在 QCD 的背景下提出的。[201]

④ 关于这方面状况的一个报告,见文献 203。

Wilson)在一个点阵上的囚禁演示[205]。在这种格点理论里,空时连续体被一种分立的欧几里得点阵所代替,量子从一个点位跳到另一个。(用格点方法处理强相互作用的想法,可以回溯到温策尔 1940 年的工作。[206])在最近的一些日子里,这种有时候被称为"欧几里得革命"的方法,已经产生了越来越多的有影响的结果。[207]

我们追随着 QCD 来到了 1974 年夏天。在伦敦的高能物理学会议上(1974 年 7 月),这一理论受到了人们的关注——不冷亦不热。然后,到 1974 年秋天,发生了急剧的变化。我将回过头来讲 QCD 的情况,现在还是让我们先追踪那一时期弱相互作用理论的进展。

4. 电弱统一理论。① 有两个看起来独立的探求,把对弱相互作用的描述从现象学转变为场论。第一个已经在本节的绪论里提到过了,即是追寻一种可重整化的场论的努力。另一个要在下面讨论,即建立一种把弱相互作用和电磁相互作用统一起来的理论的愿望。在 592 美学推动下对统一性的探索以及技术上对重整化的要求,得到了一个共同的答案。

现代统一方案的开端,再一次显现出发现方式的巨大多样性。在一个十年里,正确答案的各个元素会时而在这里、时而在那里出现,但在那些日子里,各个零件总是配合得不那么好,这从下面所列的一些主要事件可以看出:(1)有人提议说,光子(γ)和 $W^{\pm}$ 组成一个对应于新的 SU(2)群(当然,这里"新"的意思是指其物理内容)的三重态,而在这个三重态内 γ—W 的巨大质量分裂,则要求引入一个辅助的标量场(施温格[216]);(2)有人提出[217] $W^{\pm}$ 不是与 γ 而是与一个新的中性的重矢量玻色子组成一个三重态,从那时候起,这个新粒子被称为 Z。Z 与一种流发生相互作用,这种流被称为"中性流"。像电流一样,中性流不会导致电荷的改变。还有人提议说,$W^{\pm}$ 和 Z 是由

---

① 文集:文献 208。评述:文献 209(1972 年),210(1973 年),211(1974 年),212(1982 年)。著作:文献 213,214。通俗介绍:文献 215。

大质量的杨—米尔斯场来描述的;在这种情况下,不可重整化的困难,引起了一些严重的问题(布鲁德曼(S. A. Bludman)1958 年);(3)杨—米尔斯理论运用[218]到 γ—W 三重态;W 质量的来源还不清楚(萨拉姆,沃尔德 1959 年);(4)又有人指出[219],SU(2)群不允许将弱流的宇称破坏性质与电磁流的宇称守恒性质统一起来。① 补救措施是,在 SU(2)之外再引进一个阿贝尔群 U(1),这样所得到的群,用通常的符号表示就是 SU(2)×U(1)。现在有四个矢量玻色子了:$W^{\pm}$、Z 和 γ,$W^{\pm}$ 总是耦合到电荷改变流;后两个都耦合到中性流;W 和 Z 的质量来源依然不清楚。

回顾那些奋斗的经历,可以看出有两种想法保留了下来:SU(2)×U(1)群的运用,这即使不是统一过程中的最后一步,也算得上是正确方向上一个无可争议的重大进展;以及这个群是一个局域规范群的概念。然而,对 W 和 Z 的质量来源还没有什么有意义的建议,更不必说其质量的大小了。并且(我们现在是在 1967 年初),可重整化的问题仍然是一种障碍。当统一化的纲领嵌进另一个那时已经足够成熟的重要概念时,就迈出了下一个关键步骤:对称性自发破缺概念。这一想法发源于固体物理学,并且已经由南部及其合作者移植到粒子物理学里来了。[221]

这种想法可以用教科书里的一个典型例子来说明,[222]在这些书里可以找到以下两段里的一些根据不足的断言的证明。

593

第一步。考虑一个无自旋的复中性场 ψ,它满足

$$\partial_\mu^2\psi-\mu^2\psi-\lambda\psi^*\psi\cdot\psi=0 \qquad (21.79)$$

当 $\lambda\neq 0$ 时,ψ 场是自相互作用的。为了保证稳定性(有一个有限的最低能量),λ 必须 ≥ 0。能量密度 H 是

$$H=\frac{\partial\psi^*}{\partial t}\frac{\partial\psi}{\partial t}+\vec{\nabla}\psi^*\cdot\vec{\nabla}\psi+V,$$

---

① 后来弄清楚了[220],只要引进一些假设的费米子,实际上 SU(2)还是一种逻辑上的可能性。

$$V=\mu^2\psi^*\psi+\frac{\lambda}{2}(\psi^*\psi)^2 \tag{21.80}$$

(21.79),(21.80)两式是在整体规范变换 $\psi\to e^{i\alpha}\psi$(α 为常数)下不变的。$\mu^2>0$ 时,理论可用标准的方法量子化,[①]产生具有质量 μ 且通过 λ 项相互作用的粒子。可是,我们将取 $\mu^2<0$,在这种情况下,μ 依然具有质量的量纲,但却不再有质量的物理意义。(21.79)式现在具有无限个空一时无关的经典解

$$\psi=ae^{i\beta},\quad a=\left(\frac{-\mu^2}{\lambda}\right)^{1/2},\quad 0\leq\beta<2\pi \tag{21.81}$$

所有解都具有相同的能量,可以得到的最低能量:基态,或者真空,是简并的,这明显是整体对称性的一种结果。

现在宣告:"我们的"真空将是对应于固定的 β,比方说 $\beta=0$ 的一个单独的态。H 仍然是整体对称的,但我们对真空的选择则不然。这种情况叫做对称性自发破缺。这就有一个值得注意的结果:把(21.79)式的通解写成

$$\psi=a+\varphi,\quad \varphi=u+iv, \tag{21.82}$$

(u,v)是实(厄密)的,再进行一些简单的代数运算,以找出两个分离的波函数。其结果是 $\partial_\mu^2 u+2\mu^2 u+\cdots=0$,$\partial_\mu^2 v+\cdots=0$,其中的…代表$(u,v)$的二次项和三次项。这意味着什么?$2\mu^2 u$ 项表明 u 粒子具有质量$(-2\mu^2)^{1/2}$,而在 v 的方程里没有类似的项,表明 v **粒子具有零质量**!这套程序导出了一些无质量的粒子。这就是戈德斯通(J. Goldstone)定理[223]的一种特殊情形,根据这条定理,任意连续对称性 G 的对称性自发破缺,都伴随着一种或者更多品种的无质量粒子,即戈德斯通玻色子的出现。

注。(1)这条定理还有更深入的内容。[②] 将 φ(而不是 ψ)处理成量子化的场,并证明如果量子修正可以做微扰处理的话,这条定理依

---

① 第 16 章,(d)节,第 7 部分。

② 详见文献 224。

然生效。至于这一结论与微扰论是否无关,还不很清楚。(2)如果(像可能发生的那样)势 V 自身具有一种比整个理论的对称性更大的对称性(偶然对称性[225]),或者更一般地说,在势取最小值附近的那一段的 V 具有一种更大的这样的对称性(真空对称性[226]),则会出现

594 "赝戈德斯通玻色子",这是一些在经典层次上而不是量子层次上具有零质量的粒子。(3)如果一种分立的对称性发生自发破缺的话,则会出现赝戈德斯通玻色子(而不是戈德斯通玻色子)。[227]

第二步。 回到(21.79)式,但是要求有局域的规范不变性,$\psi\to e^{i\alpha(x)}\psi$。在这种情况下,我们需要一个补偿的无质量矢量场 B_μ:①

$$(\partial_\mu - igB_\mu)^2\psi - \mu^2\psi - \lambda\psi^*\psi\cdot\psi = 0 \qquad (21.83)$$

它的变换式是 $B_\mu\to B_\mu+\partial_\mu\alpha/g$。写出[222]$(B,\psi)$系统的能量密度,发现有同(21.83)式里的 $B_\mu^2\psi$ 项相联系的一项耦合项 $g^2B_\mu^2\psi^*\psi/2$。(21.82)式破坏了对称性。这项耦合的一部分变成 $g^2a^2B_\mu^2/2$——这等于说 B 场得到了一个质量 ga! 然而,仍然保留有一项形式为 $gB_\mu\partial_\mu v/2$ 的耦合,它含有那不幸的无质量标量场。

第三步。 哈利路亚!② 一种规范变换使 v 退出同所有其他场的耦合。[222]③因此既不会发生 v 粒子的产生,也不会发生它们的湮灭,这样就可以对 v 置之不理。业已发生的是在内部自由度数目 d 上的交易。从一个复标量场 ψ 出发,$d=2$,其中一个是 u,一个是 v,以及一个无质量矢量场,$d=2$,两个横极化状态。最终有一个实标量场(u),$d=1$,和一个有质量的矢量场,$d=3$,出现了一个附加的纵向极化。有几位物理学家对这些想法的进展做出了贡献,请再一次参看威尔特曼的文章。[185]最完整的处理是由希格斯(P. W. Higgs)做出的。[228]

---

① 由于要再用一次(21.82)式,ψ是不携带电荷的(真空必须是电中性的),因而不能把 B_μ 设想为电磁场。

② 对耶和华(上帝)的赞语,犹言"阿弥陀佛"。——译注

③ 使得 v 退耦合而选择的规范,称为幺正规范。

上述称为"希格斯现象"的三步骤的程序,也可运用于非阿贝尔规范理论。留存下来的粒子(在我们的例子里是 u)通常叫做希格斯粒子。希格斯势 V 不能够含有高于标量场的四次幂的项(如(21.80)式所示),因为,如果这样,理论就是不可重整化的。由于量子效应而导致的对 V 的改动,会引起一些微妙的情况,柯勒曼和温伯格的分析[229],已经把这些情况弄清楚了。

现在来到这样一个时刻,温伯格[230]和萨拉姆[231]用一个严格的 SU(2)×U(1)不变规范理论把弱相互作用和电磁相互作用统一起来,理论中有一些无质量的规范玻色子,结合一种希格斯机制以产生 W 和 Z 的质量(关于这些事件的时间先后,请参看他们的论文和回忆文章[232,233])。让我们来看看这是怎样做的。

把 SU(2)和"弱同位旋"T 联系起来,把 U(1)和"弱超荷"Y 联系起来。那么,以 e 为单位的电荷就是

$$Q=T_3+\frac{Y}{2} \tag{21.84}$$

如同(21.1)式一样。这里有四个规范玻色子:$\vec{W}_\mu(T=1,Y=0)$和 B_μ 595 $(T=Y=0)$。引进一套复希格斯双重态 $\psi(T=1/2,Y=1)$和它的共轭量 $\psi^\dagger(T=1/2,Y=-1)$:

$$\psi=\begin{pmatrix}\psi^\dagger\\ \psi^0\end{pmatrix},\qquad \psi^\dagger=(\bar{\psi}^\dagger,\bar{\psi}^0) \tag{21.85}$$

(同 K,$\overline{\mathrm{K}}$ 相似)。做以下代换

$$-igB_\mu\to-ig\,\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu-\frac{ig'}{2}B_\mu \tag{21.86}$$

后,ψ 应当满足(21.83)式。理论含有两个独立的耦合常数 g 和 g'。找出类似于(21.82)式的真空解

$$\psi=a\chi+\varphi,\qquad \psi^\dagger=a\chi^\dagger+\varphi^\dagger,\qquad \chi=\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \tag{21.87}$$

像前面一样,找出候选的质量项,现在是$\psi^\dagger(g\vec{\tau}\vec{W}_\mu+g'B_\mu)^2\psi/4$。

由 ψ 的 χ 部分而引致的质量,都包含在下式里

$$a^2\chi^{\dagger}(g\vec{\tau}\vec{W}_\mu+g'B_\mu)^2\chi/4=\frac{a^2}{4}[g^2\{(W_\mu^1)^2+(W_\mu^2)^2\}+(gW_\mu^3-g'B_\mu)^2]$$
$$=M_W^2W_\mu^*W_\mu+\frac{1}{2}M_Z^2Z_\mu^2 \quad (21.88)$$

式中恰当地归一化了的场由下式给出

$$W_\mu=\frac{W_\mu^1-iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \qquad Z_\mu=\cos\theta_W W_\mu^3-\sin\theta_W B_\mu \quad (21.89)$$

$$\tan\theta_W\equiv\frac{g'}{g} \quad (21.90)$$

其质量是

$$M_W^2=\frac{g^2a^2}{2}, \qquad M_Z^2=\frac{(g^2+g'^2)a^2}{2} \quad (21.91)$$

因而有

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2}=\cos^2\theta_W \quad (21.92)$$

发生了什么事?四个标量场当中的三个已经被 W_μ、W_μ^* 和 Z_μ 吞没了,给出了它们的质量。[①] 剩下的一个中性矢量场仍然是无质量的,它是同 Z_μ 正交的:

596

$$A_\mu=\sin\theta_W W_\mu^3+\cos\theta_W B_\mu \quad (21.93)$$

并且被认为是电磁矢量势。对称性自发破缺在(B_μ,W_μ^3)平面上引进了一个角度 θ_W,即温伯格角,它确定了在这个平面上质量本征值的方向。

在对称性破缺之前,那些四维矢量场同物质的相互作用,采取以下的不变形式

---

① (21.85)式的那些场,是能够用来产生所需质量的最小的但不是唯一的场。对于更一般化的场的选择,除了(21.92)式要变成 $M_W^2=\rho M_Z^2\cos^2\theta_W$ 之外,以上所有公式都保持有效,这里的 ρ 是一个可调节的无量纲参数。实验上,ρ 的值很接近于 1。

$$H_{int}=g\vec{T}_\mu(x)\vec{W}_\mu(x)+g'Y(x)B_\mu(x) \qquad (21.94)$$

式中的 $\vec{T}_\mu(X)$ 和 $Y(X)$ 分别是 SU(2) 和 U(1) 的源密度。用物理场来表示(21.89)和(21.93)两式，则有：

$$H_{int}=\frac{g}{\sqrt{2}}(J_\lambda W_\lambda^*+J_\lambda^\dagger W_\lambda)+\frac{gZ_\mu}{\cos\theta_W}J_\mu^{(0)}(x)+eA_\mu J_\mu^{em} \qquad (21.95)$$

式中

$$J_\mu(x)=T_\mu^1(x)-iT_\mu^2(x), \qquad (21.96)$$

$$J_\mu^{em}(x)=T_\mu^3(x)+\frac{Y_\mu(x)}{2}, \qquad (21.97)$$

$$J_\mu^{(0)}(x)=T_\mu^3(x)-J_\mu^{em}(x)\sin^2\theta_W. \qquad (21.98)$$

电荷 e 定义为

$$e=g\sin\theta_W \qquad (21.99)$$

J_λ 是在(21.19)式中首次引进的带电弱流，(21.52)式已经预示了它同 W 玻色子的耦合形式。$J_\lambda^{(0)}(x)$ 是新的中性弱流。

对于流的内容的早期讨论[230,231]仅限于轻子，它们被作为 SU(2)×U(1)的多重态引进来，使得这些弱流的宇称性质言之有据。这是通过如下的指派而实现的①

$$L_e=\begin{pmatrix}\nu_e^L\\ e^L\end{pmatrix}, \qquad L_\mu=\begin{pmatrix}\nu_\mu^L\\ \mu^L\end{pmatrix}, e^R, \mu^R$$

$$e^L=\frac{1}{2}(1+\gamma_5)e, \qquad e^R=\frac{1}{2}(1-\gamma_5)e \qquad (21.100)$$

其他粒子也作了类似的规定。这样，L(左手)态形成双重态，$T=1/2, Y=-1$，R(右手)态则是一些单态，$T=0, Y=-2$。写出这些流，就得到

597

$$J_\mu^{elm}=\bar{e}\gamma_\mu e+\text{`}\mu\text{'}$$

$$J_\mu=\frac{1}{2}\bar{e}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu_e+\text{`}\mu\text{'}$$

① 一个粒子符号指明了对应的波场。在(21.101)式中，μ 意思是：对应的 μ 子项。

$$J_\mu^3=\frac{1}{4}[\bar{\nu}_e\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu_e-\bar{e}\gamma_\mu(1+\gamma_5)e]+\text{‘}\mu\text{’} \quad (21.101)$$

由此可以运用(21.98)式解出 $J_\mu^{(0)}$ 来。我们现在掌握了足够的知识,把 g 同费米耦合常数 G 联系起来:计算 μ 的衰变率,再照搬导出(21.56)式时所用的推理①。结果得到:

$$\frac{G}{\sqrt{2}}=\frac{g^2}{8M_W^2} \quad (21.102)$$

因此,再用(21.99)式:

$$M_W=\frac{2^{-5/4}eG^{-1/2}}{\sin\theta_W}=\frac{37.3\text{GeV}}{\sin\theta_W} \quad (21.103)$$

于是,由(21.92)式:

$$M_Z=\frac{74.6\text{GeV}}{\sin\theta_W} \quad (21.104)$$

要完成理论的这一块角落,我们需要问:e 和 μ 是怎样获得质量的? e 质量项的形式是 $m_e\bar{e}e=m(\bar{e}^Le^R+\bar{e}^Re^L)$,这是不允许的,因为它不是 SU(2)×U(1)不变的。靠希格斯机制来帮忙[230,231]:$f_e(\overline{L}_e\psi)e^R$加上共轭项是不变的,而且,在对称性破缺的情况下,贡献出$f_ea(\bar{e}^Le^R+\bar{e}^Re^L)$,因而有 $m_e=f_ea$;类似地有 $m_\mu=f_\mu a$。在这里再一次有效地运用了折衷的办法,即用耦合常数(f)来代替质量(m)。

问:我有两个问题。为什么没有引进 ν_e^R 和 ν_μ^R? 关于电子质量的一场忙乱是怎么回事? 如果 SU(2)×U(1)对称性有一点破缺,它会导致什么糟糕的后果呢?

答:你的两个问题都关乎重整化。1967 年提出猜测[230,231]说,以上的理论是可重整化的,如果在自发对称性破缺之前它是严格 SU(2)×U(1)不变的话。这一猜想还缺乏证明,这就是它开始只引起了很少人注意(如果的确引起了什么注意的话)的原因。1967 到 1969 年的文献里[235]完全没有提到这一点。在维也纳(1968 年)和基

① 读者会注意到同(21.19)和(21.56)两式相比较,(21.101)和(21.102)两式的右方出现了附加的数值因子。这是因为归一化的手续发生了变化。

辅(1970年)举行的罗彻斯特会议上,总是被那些当前流行的东西占据着,甚至没有提一下 SU(2)×U(1)。

但后来情况发生了变化,"在阿姆斯特丹会议[1971年6月3日到6日]上……一位还没有毕业的研究生,年青的荷兰物理学家G.特霍夫特,宣读了一篇文章[236],这篇文章将以一种最深刻的方式来改变我们考虑规范场论的方式。"[237]① 除了重新发现了希格斯机制以外,他还提出了一种明显可重整化的自发破缺规范理论的程式。这一发展引起了轰动,并使得统一理论成为中心研究课题。 598

现在谈谈你的两个问题。可重整化的证明建立在这样的条件上:对称性破缺之前理论是严格不变的;相应地,人为引进 e 或 μ 的质量是被禁止的。此证明的另一个条件是,为了在需要的时候具有执行重整化的手段,我们在哈密顿函数里引入的每一项都必须是同不变性和可重整化相容的("严格可重整化"的条件)。这样,如果我们引入了 ν_e^R 和 ν_μ^R,我们就不能避免非零的中微子质量[239]——如对 e 和 μ 那样。ν_e^R 和 ν_μ^R 不出现,保证了中微子的零质量。

问:我们现在有没有一种理论可以对粒子质量来源作出解释?

答:还没有真正做到。我们已经认识到质量可能来自对称性自发破缺,但是,正如上面所讲的,直到今天,这样做的结果还只是用一个可调节的耦合常数去代替一个可调节的质量值。出现在 QCD 方程(21.74)里的夸克质量 m_κ,也来源于在电弱部分的某种希格斯耦合;请看以下的叙述。这些质量当中,没有一个是由预言而得知的。把一些希格斯场巧妙地拼凑起来,也许会为粒子的质量比指出某些路子。[240]

问:关于留存下来的那一个希格斯粒子,它的质量有多大?

答:我们不知道,虽然对它的质量值有一些合理的界限。[241]

问:看到了希格斯粒子了吗?

答:没有。当然,人们想出了好些方法去探测它,如果它存在的

---

① 这篇文章和其他一些对初始证明做出改善的文章,见文献238。

话,会怎么样衰变?所有这些问题都是将来需要解决的。请参阅关于这个问题的一篇很好的评述。[242]

问:为什么要说"如果它存在的话"?

答:希格斯机制使得我们能够用一种可重整化的有质量矢量玻色子理论来工作,对此,我们很高兴。然而,此刻还不清楚,这种机制是否是对称性破缺的最终定论。毕竟我们确实想要预言粒子的质量。由于这个以及其他一些原因,我们对取代希格斯描述的其他尝试倍感兴趣,譬如不必引进基本希格斯场的"彩色(technicolor)"方案,虽然在这种动力学里,仍然要出现类似希格斯的无自旋粒子。这仍然是一个没有解决的问题;在这里我还是请你参阅文献。[243]

问:你提到了不同的流的宇称性质。这是否意味着我们现在开始了解为什么在弱作用里宇称破坏,而在其他相互作用里却并不这样?

599 答:已经表明在规范理论里,仅能以与观察相一致的方式引进宇称。那当然是重要的,但并没有加深我们对宇称破坏的理解。

问:那是否是理论的一个缺点?

答:等到我们知道了更多的知识,我再来回答这个问题。

问:关于在这个理论中的高阶效应,都知道了些什么?

答:有两个例子可以说明所得到的重要洞见。$\mu-e$ 的普适性已经达到规范耦合常数 g 的二阶项,亦即对 W 的耦合,直到 $\overline{e\nu_e}, \overline{\mu\nu_\mu}$ 的 g_e, g_μ 的数量级上,满足等式 $g_e=g_\mu=g$,或者

$$\frac{g_e}{g_\mu}=1 \tag{21.105}$$

参看(21.95),(21.101)两式。高阶效应导致对一个耦合常数 g(同 g' 一起)的重整化。但我们正在处理的是两个可测量的常数 g_e, g_μ。因而,即使在重整化以后,在这两个耦合常数之间也必须存在一个到 g^4 数量级的关系式,即[244]

$$\frac{g_e}{g_\mu}=1+0(\alpha), \qquad \alpha=\frac{1}{137} \tag{21.106}$$

式中的 $0(\alpha)$ 项是有限的(并且仅仅依赖于质量比 m_e/m_μ)。**高阶效应的展开参数是小的精细结构常数!** 这一修正量的有限性是一个普遍性定理的特殊例子:以严格的可重整化形式写出理论。**那么,任何在最低阶次成立的关系式(称为自然关系),在有限的和小的可计算的修正范围里,也必定在各个高阶次成立。** 另一个例子是[244]:对(21.92)式的修正:①

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2}=\cos^2\theta_W+0(\alpha) \qquad (21.107)$$

式中的 $0(\alpha)$ 项也是有限的。这一结果依赖于希格斯系统是一组双重态的特殊假定,从而显示出可计算性能够依赖理论里所含的粒子成分。

在规范理论里,[246]自然性和可计算性高居最重要课题之列。在这里也会遇到强相互作用和弱相互作用的互相影响,特别是辐射修正是否有可能把这两种力的相应对称性搅混了这个问题。如果我们把 W、Z 和希格斯粒子都指定为无色的 QCD 态,胶子指定为零值弱同位旋和弱超荷的状态,则一切都不成问题[197]。

到此为止,计算出的有限的高阶弱修正项都同实验数据相容,并且在有些情况下接近于实验证实的水平。[247]无论如何,规范理论在实验和理论两个方面,都仍然是大有可为的。 600

问:θ_W 有多大?

答:SU(2)×U(1)预言不了它的数值。如(21.95),(21.98)两式所示,中性流是给出实验答案的关键(其结果将在下面的(21.114),(21.115)两式中引述)。

5. 中性流;②粲数。③ 中微子束流实验一开始,就已经把寻找中

① (21.107)式当然要求对 θ_W 的意义给出一个精确的操作定义[245]。

② 评述:文献 248;历史叙述:文献 249,250;通俗介绍:文献 251。

③ 评述:文献 252;通俗介绍:文献 253。

性流摆上了日程。[254]对中性流过程 $\nu_\mu+p\rightarrow\nu_\mu+p$ 的反应率的上限的第一次报告出现在 1963 年[255]。那个时候，中性流还不是一个高度优先的研究项目，理论还没有给出强烈的刺激。实验物理学家们因此满足于相当粗略的本底估计，问题在于怎样从反应 $\nu_\mu+X\rightarrow\mu+Y$ 过程（μ 子逃过了检测）和中子＋X→Y 的过程中，区分出 $\nu_\mu+X\rightarrow\nu_\mu+Y$。看来假使在 60 年代中期就以更高的精确度完成了棘手的本底分析的话，很有可能在那时候就判断出中性流的存在了[249]。

然而，关于中性流的一些重要的低能信息，在那些年月里确实已经存在了。那时已经知道，中性流的奇异数改变（$|\Delta S|=1$）部分的强度，要比带电弱流弱得多。例如，所有 K^+ 的三分之二衰变到 $\mu^+\nu_\mu$；但 K_L^0 只有～10^{-8}的很小一个比率衰变到 $\mu^+\mu^-$。① 从 $K^0-\overline{K}^0$ 混合的大小，也可以得出同样的结论，这是大多为费米常数 G 的二阶项的一种效应；参看(20.18)式。当然，这两则关于中性流的 $|\Delta S|=1$ 部分的论证，尚不能告诉我们关于 $\Delta S=0$ 的部分的情况。尽管如此，“在 60 年代末期，想当然地认为，中性流或者在自然界里不存在，或者极为罕见。”[251]这一时期正是在 SLAC 发现标度现象，以及中微子物理学家们把他们的注意力转向中微子反应现象的时候。

1971 年，规范理论使理论物理学家们非常激动。现在中性流立刻取得了高度的优先，这主要是因为当时的技术已经足以立刻推动它前进。尤其是对过程 $\nu_\mu+e\rightarrow\nu_\mu+e$ 的检测（它是一个 g^2 量级的纯中性流效应），已经足以应付挑战。

在理论物理学家看来，这正是在不同的流里加上夸克的十分成熟的时机。这看上去直截了当得很：像对轻子那样，引进一个 L（左手）双重态和一些 R（右手）单态（我在这里暂时略去颜色指标，θ 是卡比玻角）

601

① 这一分数仅代表对弱中性流贡献的一个上限，因为这一衰变主要由于电磁效应而发生。

$$Q_1=\begin{pmatrix} u^L \\ d^L\cos\theta+s^L\sin\theta \end{pmatrix};\qquad \text{单态}:u^R,d^R,s^R \tag{21.108}$$

这确实给出了早就知晓的带电流(21.29)式。与以前一样,夸克的质量是由希格斯机制引进的。那么什么是对应的中性流项呢?看一看(21.95),(21.98)两式,它们表明 $J_\lambda^{(0)}$ 里含有一项 $g(\bar{d}s+\bar{s}d)\sin\theta\cos\theta/\cos\theta_W$。到 g 的二阶,亦即 G 的一阶,这一项通过一个 Z 的虚交换,导致过程 $\bar{s}d\leftrightarrow\bar{d}s$,亦即等价的过程 $K^0\leftrightarrow\bar{K}^0$。这造成了一场灾难,因为我们刚才讲过了,这种 $K^0\leftrightarrow\bar{K}^0$ 混合至多是 G 的二阶效应。

粲数进场了。

1963 到 1964 年间,论文一阵风似地出现了[256],这些文章提出要把味对称群 $SU(3)_f$ 扩大到 $SU(4)_f$。其动机各有不同:为了避免分数电荷的夸克;找寻对强子谱的新的约束;以及补充一种重子一轻子的对称性:四个轻子(e,μ,ν_e,ν_μ)同四个夸克相匹配,它们是 u,d,s 和不携带(强)同位旋和奇异数的第四种夸克,它有一个叫做粲数的 $C=1$ 的新量子数(u,d,s 有 $C=0$)[257],并假定粲数 C 在强相互作用和电磁相互作用中守恒,但在弱相互作用中不守恒。

这些建议提出之后,总的说来受到礼貌而冷淡的待遇,直至 1970 年,格拉肖(S. L. Glashow)、伊利波罗斯(J. Iliopoulos)和迈安尼(L. Maiani)(合称"GIM")指出[258],引进第四个叫做 c 的夸克提供了一种自然的手段,以消除中性流里的一些非去掉不可的项。① 这里的 c 第一次出现时带有分数电荷:

$$c: Q=\frac{2}{3},\quad B=\frac{1}{3},\quad S=0,\quad C=1 \tag{21.109}$$

对应地将(21.1),(21.2)两式推广为

---

① 关于这一点还有另一些建议[259],但只存在了很短的时间。

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}(S + B + C) \tag{21.110}$$

GIM是用一种不可重整化的SU(2)×U(1)方案(无希格斯机制)来讨论这一问题的。正如格拉肖后来回忆[260]的那样："无论是我和我的合作者，还是温伯格，都没有意识到这两种努力之间的联系。"第二年，温伯格[261,262]才把这两种想法结合到一起，引进第二组夸克双重态

$$Q_2 = \begin{pmatrix} c^L \\ d^L \sin\theta - s^L \cos\theta \end{pmatrix} \tag{21.111}$$

并加上一个单态，c^R，还证明了Q_2对$J_\lambda^{(0)}$的贡献精确地抵消了先前发现的$|\Delta S| = 1$的那些项，GIM实质上一定知道这一点。 602

这很好，但是还不够。$K_L \to \mu^+ \mu^-$的分支比10^{-8}小到必须使我们顾及由于辐射修正而产生的$|\Delta S| = 1$效应的大小。仅从Q_1的这种贡献，产生$0(G\alpha)$量级的一个衰变振幅，由此得出～10^{-4}的一个分支比——太大了。粲数再一次解救了这个难题。从Q_2导出一个振幅(李昭辉(B. W. Lee)，普里马克(J. R. Primack)和特赖曼，1972年[263])

$$\sim \sin\theta \cos\theta \, G\alpha \, \frac{m_u^2 - m_c^2}{M_W^2} \tag{21.112}$$

只要粲夸克不太重：$m_c/M_W \lesssim 0.1$，它就会给出正确的数量级。

1972年发现[264]，在存在费米子时，SU(2)×U(1)理论可重整化的证明有一个漏洞，这就从完全不同的另一个方面，表现出要有多于三种夸克的迹象。有关的内容技术性很强①，但其解决办法可以很简单地讲出来。恢复重整化的必要条件是

$$\sum_i Q_i = 0 \tag{21.113}$$

式中的Q_i是第i个品种的费米子(轻子或夸克)的电荷。轻子(e, μ)

---

① 困难在于，在(21.31)式里遇到的那种类型的反常，阻碍了重整化。(21.113)式消除了在SU(2)×U(1)里的反常。

给出-2,夸克(u,d,s)无论有无颜色都没有给出($2/3-1/3-1/3=0$),c 夸克给出了$+2/3$,这还不够。给新的 c 夸克以颜色,就有:$3\times 2/3=2$,(21.113)式得到了满足。这当然不是唯一的解决办法。可是,**它是把颜色、粲数和统一化汇合起来的第一个例子**。在 1972 年,这一点还没有得到强调,理由很明显:还没有达到渐近自由,因而颜色还没有放到中心位置上;粲数也还没有发现。发现了条件(21.113)之后,$SU(2)\times U(1)$理论的基本结构就齐全了。

与此同时,已经开始计算个别的强子中性流过程,例如弹性ν_μ质子散射(温伯格,1971 年[265])。当认识到单举的$\Delta S=0$截面比$\sigma(\nu_\mu+T\rightarrow\nu_\mu+X)/\sigma(\nu_\mu+T\rightarrow\mu+X)$要有至少 20%的量级(派斯和特赖曼,1972 年[266])时,实验工作就容易上手了。①

1972 年初,寻找$\Delta S=0$的中性流的实验工作正在进行。在巴达维亚会议(1972 年 9 月)上报告的一些初步结果[267],令人沮丧。"[$\Delta S=0$的中性流的]上限最近已经降得很低,使得某些以含有中性流为其特色的模型遭受严重的困难。"[268]理论家们对此的反应则是推出别的一些统一方案,这些方案的基础是另一些规范群,或者不同的粒子成分,或者这两方面都作重新选择,以求压低甚至完全消除中性流。[269] 603

1973 年 7 月初,在 CERN 工作的一个气泡室小组,报告了[270]第一次观测到的中性流事件:一例弹性$\nu_\mu e$散射。三个星期后,同一小组报导[271]他们观察到一百多个单举的强子事件。与此同时,在费米实验室进行着中性流的实验,它的参加者们对数据的本底和截断,以及对所得结果的解释,有许多不确定的看法。那是"中性流不断变化"的日子。接着进行了长久的内部争论,还同 CERN 进行了非正式的意见交换。最终决定重新设计实验。伽利森(P. Galison)对这些事件作过报导[250],结果导致了 1974 年费米实验室的肯定性结果的发表[272]。

① T=同位旋标量靶。如边界$|\theta_W|<35°$,那么可以假设有中性流。

在波恩会议上(1973年8月),对有关情况作了总结[273]:“现在,第一次有了关于中微子反应里中性流的肯定性证据。”在伦敦会议上(1974年8月),报告了更多的数据,而且报出了数值

$$\sin^2\theta_W=0.39\pm0.05 \quad (1974) \tag{21.114}$$

报告者下了这样的结论[274]:“总的结论:中微子物理学的领域完全打开了,而且基本上是未经开发的!”

这样一来,中性流这个20世纪的基本科学贡献之一,进入了物理学。关于这个研究领域随后的成长过程,请参看的评述文章。[248]到1981年,θ_W 的数值落实为[248]

$$\sin^2\theta_W\approx0.22 \tag{21.115}$$

比那个时候对这一参数所达到的精确度更加令人吃惊的,是在许多不同类型的实验之间所得到的这一参数的一致性。这些实验当中,包括在SLAC得到的纵向极化电子被氘散射的不对称分布这样漂亮的结果[275]。①

现在我们已经到了1974年夏天,这时关注着强相互作用和弱相互作用这两个方面。QCD可以宣称以渐近自由作为标度现象的解释;还有囚禁的猜测。电弱理论有了中性流这个光辉的成果。粲数依然只是一种猜想。

形势正在一往无前地发展。

6. 综合的时代:“粲”、“底”、或许还有“顶”夸克的探测,一种新轻子以及喷注的探测。 1974年11月,在粒子物理学里开始了战后早期少见的一个时期。在这个时期,不仅迅速出现了一系列蔚为壮观的实验发现,而且这些实验本身就与众不同。与早年在现象学规则基础上做出的单纯猜测不同,它的新颖性体现在以基本的动力学原理为基础,以及实验进展和理论预言这两方面直接而强烈的相互影响。

604

① 这方面的评述,包括原子物理的宇称破坏,参阅文献276。

在这个时期之前,由于在每束能量为 E 的 e^+e^- 对撞机上观察到的下述截面比

$$R(E)=\frac{\sigma(e^+e^-\to\gamma\to\text{强子})}{\sigma(e^+e^-\to\gamma\to\mu^+\mu^-)} \tag{21.116}$$

的行为,引起了一场几个月之久的大混乱。由于里希特(B. Richter)[277]在 1974 年伦敦会议上评述的数据,与理论的期望如此不符,使得理论物理学家们使用这样一种语句[278]"这种理论溃散的引力"。在这次会议上报告了 R 的 23 种预言[278],没有一个预言同事实相符。下面让我们看看实验揭示了些什么,而为什么理论家们为此忧心忡忡。

在先前的几年里,偏爱 R 的理论预期与某种变型的或者其他的夸克一部分子图象相关联:e^+e^- 湮灭成质量为 $2E$ 的一个虚光子,而后它又变成一对夸克一反夸克 $\bar{q}_iq_i$,夸克所带的电荷是 Q_i,其自旋是 1/2。$\bar{q}_iq_i$ 随即通过一些复杂的次级动力学过程,转变为通常的强子。如果 E 比夸克的质量大得多,则有

$$\sigma(e^+e^-\to\gamma\to\bar{q}_iq_i)=\frac{\pi\alpha^2}{3E^2}Q_i^2 \tag{21.117}$$

如果 $Q_i=1$,上式同 $\mu^+\mu^-$ 的表达式是一样的。于是,设想对大的 E,R 会趋于常数[279]

$$R(E)=\sum_i Q_i^2 \tag{21.118}$$

式中的求和是对质量 $m_i<E$ 的夸克进行的。这样,R 的值就依赖于夸克模型的选择。无色的三品种夸克给出 $R=(2/3)^2+(1/3)^2+(1/3)^2=2/3$;配上三色[280]:$R=3\times2/3=2$;再加上带色的粲夸克[280]:$R=2+3\times4/9=10/3$。方程(21.118)后来由 QCD 推导出来[281],包括一个修正因子$(1+\alpha_c/\pi)$;参看(21.76)式。

在 GeV 区域上第一批 R 的数据,是在弗拉斯卡蒂、奥尔赛和新西伯利亚①取得的,它们表明在 $E\lesssim1.5\text{GeV}$ 处 R 大约是 2.5,合理

① 完整的文献见参考文献 282。

地接近于带色的三品种夸克的预期值。但从 CEA(位于美国马萨诸塞州坎布里奇的对撞机)第一次得到有些奇怪的数据:$R=4.7\pm1.1$ 和 6.0 ± 1.5,分别对应于 $E=2$ 和 2.5GeV。[283] 一般的反应是这样:让
605 我们等待来自 SLAC 的 Spear(斯坦福正电子电子非对称环)的结果,它有高出 200 倍的反应率,以及先进得多的检测器。

Spear 胜利建成的原动力,首先要归功于里希特(受到潘诺夫斯基的大力支持),他从 50 年代末[123] 就开始致力于在斯坦福建设第一台 e^-e^- 对撞机,后来又是 e^+e^- 对撞机。① 为了建造 Spear 而向 AEC(美国原子能委员会)呈送的第一份正式计划是在 1964 年。直到 1970 年,才得到了资助的拨款。(里希特谈起那些年月时,总是有点动感情。)Spear 在 1972 年投入运行,每束的能量是 2.5(后来升级到 4)GeV。

1973 年,一支 SLAC－LBL(劳伦斯伯克利实验室)的联合队伍,启动了从 1.2 到 2.4GeV 的范围内,每隔 100MeV 测量一次 R 的计划。1973 年末得到了第一批结果,在里希特的伦敦评述报告里,对这些结果进行了精炼的概括。[277] 确认了 CEA 的观点:在大约 2GeV 总能量以上,R 保持上升,这种上升表面看来是线性的。这种行为就是伦敦"溃散"。

1974 年秋天才开始了解到真正发生了什么事,那时候对 Spear 数据的重新分析,表明在 $2E=3.1$GeV 处 R 有一个反常的高出值,怎么也消除不了。在这一点附近的进一步测量,导致一个惊人的结论。[285] 以 3.1GeV 为中心,存在着一个高耸而非常狭窄的共振!

令人惊异的是,几乎与此同时,在一个截然不同的实验里发现了相同的结果。丁肇中,受到应当存在另一个像 ρ,ω,ϕ 那种类型②、而且更重的矢量介子共振这种强烈预感的推动,在 MIT 集结了一个小

① 关于直到 1976 年中期的 e^+e^- 对撞机的一份非常有用的评述,包括一些更早评述的详细清单,请参看文献 284。

② 第 19 章,(e)节。

组来证实这一想法。他的策略是在由强子碰撞产生的 e^+e^- 对的总能量分布上寻找高峰,这些高峰是衰变到 e^+e^- 对的共振的一种标记。在布鲁克海文的 AGS 上所研究的 $p+Be\to e^++e^-+X$ 这一过程,揭示了一个高高的尖峰[286]——在 3.1GeV 上!

这两项独立的发现,是在 1974 年 11 月正式宣布的。在这之前的一些事件的详细情况,请参看丁肇中[287]、戈德哈伯(G. Goldhaber)[288]和里希特[289]的回忆文章。对这一共振提出了两个不同名称:J(MIT)和 ψ(SLAC-LBL)。最终采用了 J/ψ 的名称,这一个符号,早就出现在一种著名的西班牙雪利酒"瓦尔德斯品诺"的品牌标记上。J/ψ 很快在弗拉斯卡蒂[290]和 DESY(汉堡)[291]得到确认。在揭开了 J/ψ 的面纱之后十天,在 SLAC 又发现了[292]另一个在 3.695GeV处的高而窄的共振,命名为 ψ'。很明显,R 的线性增长不过是由两个共振造成的假象。

据我的经验,在这些发现之后出现的混乱,只有 1956 年底因宇称问题引起争论的那些日子可以与之相比。到 1974 年,共振当然是已经司空见惯了,但这回有某种新的东西在里面。在 3GeV 的磨盘上运转,所期望看到的强子共振应当有几百 MeV 的宽度——比起发现的 J/ψ 和 ψ' 相应宽度 $\simeq 0.06$ 和 0.2MeV,大得无法比拟。到底是怎么回事?理论家们在他们的百宝囊里摸索着。我想起早期关于三种选择的讨论:它是一个类似 Z 的玻色子的弱相互作用;或者是一个带有自由颜色的共振;或者是粲偶素。 606

答案是粲偶素。

在上面述及的那些发现之前不久,一篇有影响的评述文章[293]已经预见性地指出了还存在于假设中的强子的一些性质,这些强子包含粲夸克 c,或者它的反粒子 $\bar{c}$,或者两者都有,这些新的强子还是继续依照着 $\bar{q}q$ 组成介子,qqq 组成重子的夸克结构。文章还对它们的新谱系和衰变方式做了预言,这些预言后来都证实是基本正确的。说到介子,人们预期会有"隐粲"的 $c\bar{c}$;或者"裸粲"的 $\bar{d}c$,后来叫做

D^+(自旋0)或D^{*+}(自旋1),$\bar{u}c(D^0, D^{*0})$,和$\bar{s}c(F^+, F^{*+})$,以及这些粒子的反粒子。对自旋一宇称为1^-的$c\bar{c}$共振还做了定性的论证,如果其质量小于裸粲介子质量的两倍的话,它的宽度必定是窄的。

在发现J/ψ之前,也有用QCD去处理束缚的$c\bar{c}$系统的想法(阿佩尔奎斯特(T. Appelquist)和泊利泽[294]),并且为这种系统起名为粲偶素。假定c的质量m_c是大的(这是正确的,它有～1500MeV,大约是J/ψ质量的一半),因此它们的康普顿波长是短的。由于结合使这些粒子保持在小于其康普顿波长的距离内,可以论证这是在短距离的QCD支配范围内的,$\Lambda/m_c \ll 1$(参看(21.76)式),这样就应当可以用微扰QCD的办法处理。而且,束缚的粒子以低的平均速度运动,它们又是重的,因此可以使用非相对论性的量子力学。在这种情况下,QCD在短距离上产生一种类似库仑势那样的势场,$V(r)=-4\alpha_c/3r$,配有相对小的跑动耦合常数α_c。于是我们就得到一种氢原子能谱!确实如此,用标准的原子物理标记方法,结果J/ψ和ψ'分别是$c\bar{c}$系统的1^3S_1和2^3S_1态。运用QCD做出进一步的论证,也能够导出这些态的窄宽度的结论。

1974年还没有结束,就有争议说,$V(r)$不可能是库仑式的,因为那种势不会导致囚禁。通过多少有些道理的论证,提出[295]应该用下式表示的势

$$V(r)=-\frac{4\alpha_c}{3r}+\sigma r \tag{21.119}$$

式中的参数α_c和σ由实验确定。

这个模型已经成功地通过了严格的检验。目前已经知道了9个粲偶素态,新增加的7个是由SLAC和DESY(汉堡)发现的。[296]①已经发现(21.119)式需要做一些改进(一些自旋相关项),但从整体说来,这一图象工作得很好。事实上,粲偶素有点像是QCD里的氢原

607

① 粲偶素的评述文章:文献296,297。

子。然而,不可以夸大这种相似:囚禁势里的 σr 结构是一种合理的猜测,但得不到证明;并且,还没有达到可与氢原子能级的精确性相比较的程度,也没有希望在可预见的将来做到这一点。在这方面的发展中超出一切的重要性,在于它的综合性。粲偶素强有力地增进了对 QCD 和电弱理论的信心。特别要注意的是,$m_c \simeq 1500\text{MeV}$ 的大小,恰好是判断(21.112)式所表示的 GIM 抑制所需要的数量级。相应地,在 1975 年,拥有四种夸克的 SU(2)×U(1)的内部自洽性,为它赢得了"标准模型"的美名。[298]

可是,粲粒子,即裸粲粒子,还没有观察到。寻找它的故事有点复杂。1971 年记录的一个宇宙射线事件[299],可能含有一个质量~2-3GeV 的粲粒子。1975 年,在布鲁克海文又发现了一个气泡室事件[300],它的最合理的解释,是一个粲重子的衰变。进一步的迹象来自一系列的中微子实验[301],它们揭示了在反应 ν_μ 或($\bar{\nu}_\mu$)+靶 $\text{T}\to\mu^+ + \mu^- + \text{X}$ 中:双 μ 子反应率不能用通常的机制来解释。留下两种可能性:或者是 $\nu_\mu + \text{T}\to \text{L}^0 + \text{X}$,这里的 L^0 是一个中性的重轻子,它衰变到 $\mu^+ + \mu^-$;或者是 $\nu_\mu + \text{T}\to\mu^- + \text{C} + \text{X}$,这里的 C 是一种新型的强子,它衰变到 $\mu^+ + \cdots\cdots$。可以用一种精巧的理论做出论证[302],排除掉 L^0 这种选择。而 C 的选择仍然留存。将 C 认做是一个粲强子,当然有很大的诱惑力。结果,在 1976 年 1 月 1 日《纽约时报》的头版上,登出一篇文章,宣称已经在费米实验室和 CERN 两处发现了粲粒子。然而,那个结论是试探性的(虽然后来证明它是正确的[303])。那时还不能够给 C 指派一个确定的质量值,也不能证明原则性的判据:裸的粲粒子优先①衰变到携带非零奇异数的那些衰变道(channels)。[304]

现在,所有的目光都投向 Spear。1975 年送出的报告说[305]:没有这样的证据。戈德哈伯曾经告诉我接下来的情况。1976 年他参加

① 那来自(21.111)式,根据此式,$c\to s$ 同 $c\to d$ 的跃迁率之比是 $\cot^2\theta \simeq 14$,参看(21.20)式。

了在威斯康辛州举行的一个会议,理论家们对他说,粲粒子是不可避免的了。他得到的印象如此之深,以至于一回到 SLAC,他和他的合作者们就把别的想法都放下了。他们发现了它:在 6 月里发现了中性的 D,[306]在 7 月里发现了带电的 D。[307]粲强子谱的物理学走上了轨道。① 这项工作所需要的测量～10^{-13}秒寿命的技术也发展起来了,这是粲粒子态进行弱衰变的典型寿命值。[310]

我将以电报式的简短风格来叙述最近的发展,并以此作为结束。省去这些内容是不可原谅的,但它们尚未成熟到需要在这样的书中详细说明的程度。

608

(α)越过了产生裸粲的起伏不定的阈区之后,R 像所希望的那样,大约在数值 5 处变得相当恒定,然而,它仍然明显地高出四色夸克所预期的 10/3。当 SLAC 的佩尔(M. L. Perl)和他的合作者们出乎意料地发现了[311]一个命名为 τ 的新的带电轻子时,这个困难就得到了解决。那个粒子给 R 值增加了 1。把 τ 确认为一个轻子要费一些事,特别是因为它是在寻找 $D^{\pm}$ 之前得到的。由于 τ 的大质量(1784MeV),它不仅显现出轻子型衰变($\tau^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau, \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$),而且有衰变 $\tau^+ \to \bar{\nu}_\tau$+强子($\pi, \rho, K, \cdots\cdots$)。与 τ 相联结的中微子的质量还不很清楚(在写此书时是$\lesssim$143MeV)。[312]在 SU(2)×U(1)的框架里,(τ, ν_τ)的处理同(e, ν_e)和(μ, ν_μ)是一样的;参看(21.100)式。②

(β)τ 的到来破坏了 SU(2)×U(1)的可重整化所需的平衡条件(21.113)。这一困难后来得到了解决。1977 年年中,费米实验室的利德曼和他的小组宣告[314],在反应 $p+(Cu, Pt) \to \mu^+ + \mu^- + X$ 中发现了一个新型的共振 Υ:(μ^+, μ^-)质量分布在大约 9.5GeV 处有一个尖锐的高峰。两个月之后,同一小组又把这个高峰分解成 3 个共振[315]:$\Upsilon(9.4)$,$\Upsilon'(10.0)$,$\Upsilon''(10.4)$。这一家族现在有了多达 10 个

① 评述:文献 308,309。

② τ 物理学的评述:文献 313。

成员[316],而且在写这本书的时候,其数目还在增长。[317]这些后来的能级是在 DESY、CESR 和康奈尔大学的 e^+e^- 对撞机上发现的。①

Υ 是一些"隐底"态② $b\bar{b}$,这里的 b 是叫做"底夸克"的一种带电荷 $Q=-1/3$ 的新的夸克品种。Υ 的谱系比 ψ 的要丰富和简单些,因为 b 的质量($\simeq$5GeV)比 m_c 要大得多,也可以用(21.119)式表示的势模型来描写。[297]"裸底"的 B 介子态的第一个证据,是 1980 年在 CESR 得到的。[319]

按照 SU(2)×U(1)的精神,预期 b 应当有一个兄弟,它就是带电荷 $Q=2/3$ 的 t,即"顶夸克"。也许在 CERN 的 $p\bar{p}$对撞机上已经看到了含有 t 的态。[320]③带颜色的(b,t)这一组夸克的存在,会使(21.113)式重新得到满足。

(γ) 早在 1972 年,小林稔(M. Kobayashi)和益川敏英(T. Maskawa)就观察到[321],如(21.85)式所示,配有 3 对夸克和一些希格斯场的 SU(2)×U(1),提供了一条在理论中引进 CP 破坏的有趣的路子。其推理是,配上更多的夸克后,就要将 Q_1 和 Q_2 的表达式(21.108)和(21.111)换成

$$Q_1=\begin{pmatrix} u^L \\ \alpha_{11}d^L+\alpha_{12}s^L+\alpha_{13}b^L \end{pmatrix},\qquad Q_2=\begin{pmatrix} c^L \\ \alpha_{21}d^L+\alpha_{22}s^L+\alpha_{23}b^L \end{pmatrix},$$

$$Q_3=\begin{pmatrix} t^L \\ \alpha_{31}d^L+\alpha_{32}s^L+\alpha_{33}b^L \end{pmatrix},\tag{21.120}$$

式中的 α_{ij} 是满足 $\alpha^\dagger\alpha=1$ 的一个 3×3 的幺正矩阵。α_{ij} 是一些复数。609 在将它们的相位尽可能多地吸收到重新定义的 d,s,b 之后,剩下来的除了三个混合角外,还有一个相位;而在以前的 4 夸克情况下,则只剩下一个混合角(卡比玻角)而没有相位。这一相位的存在就是

① Υ 态的评述:文献 318。

② 与粲偶素(charmonium)相仿,后来称呼这些态为"底偶素(bottomonium)"。——译注

③ 1995 年正式宣告发现了 t 夸克存在的证据。——译注

CP 破坏的信号！这是在电弱理论里引进神秘的 CP 破坏的一种漂亮的，也许正确、但并非唯一的方式。然而，这种方法并没有对 CP 破坏效应的大小给出任何线索。更详细的介绍请看文献 322。

(δ)1975 年，粒子物理学进入到喷注(jet)时代。那一年 Spear[323] 发现，在能量 $2E=3.1$ 和 3.7GeV 的 e^+e^- 湮灭所产生的强子系统里，出现了或多或少两个背对背的喷注——正如 $e^+e^-\rightarrow q\bar{q}$，接着 q 和 $\bar{q}$ 碎裂成强子的机制所预期的那样！数据分析敏感地依赖于喷注轴线的可定义性，这是一件不那么容易着手的事，而在所引述的相对适中的能量范围内，还不算是太困难。碎裂那一步继续用经验规则去处理。

特别令人兴奋的是，发现了在喷注轴和束流方向之间的角度 θ 的分布，接近于 $1+\cos^2\theta$——这正是自旋 1/2 的夸克所期望的！喷注研究扩展到用较新的 e^+e^- 对撞机所做的一些漂亮的实验：设在 DESY① 的 Petra 在 1978 年末开始运行，它已经达到的能量 $2E$ 超过 20GeV；还有设在 SLAC 的 Pep(1980 年，14.5GeV)。② 在这些较高的能量下，比较容易确定喷注。所得到的进一步结果包括(从多个喷注之间的一些关联效应)证明了原始的夸克是带电的[325]；以及 R 的行为是合理的。三喷注事件最早是 1979 年在 Petra 观察到的[324]，后来又在 Petra 和 Pep 发现了几千个喷注事件。

喷注对于 QCD 真是一种恩赐，根据 QCD，三喷注事件是由 q 或者 $\bar{q}$ 引起的胶子的轫致辐射，再接以胶子→强子而产生的。喷注现象提供了对 QCD 的无数检验；例如，三喷注对两喷注事件数目之比，给出 α_c 的一种量度。在精确度范围以内，实验结果与理论预言十分相符。③

(ϵ)在"一段历时整整十年的长时间的、耐心的努力"之后，[126]

---

① Petra 物理学的评述文章，见文献 324。

② Petra＝正电子电子串列环加速器。Pep＝正电子电子计划。

③ 评述文章，见文献 326。

CERN对在ISR产生的强子过程中的喷注,作出了最终的证明。这里有两种类型的喷注事件:有一个高p_T的π介子(参看前面的(c)节)和一个朝相反方向射出的π喷注事件;以及喷注一喷注事件。关于两喷注结构的令人信服的证据,是在1976年得到的。“但是,人们认识到在一个单独的高p_T粒子上的触发是不够的……在1982年进行了量热学研究[它收集了整个的喷注]之后,才可以宣布在具有大横向能量的过程中以喷注为主的证据,并测量出喷注截面,并与基于QCD的预期值相符合。”[126]在以大的p_T迅发产生光子(胶子康普顿效应:胶子$+q\to$光子$+q$),以及μ子对的产生($q+\bar{q}\to\gamma\to\mu^{+}+\mu^{-}$)等过程中也发现了类似的相符。[326]最后,由UA1和UA2这两个实验组,在540GeV的$p\bar{p}$质心能量处,发现了一些惊人的干净喷注。喷注物理学仍然年轻,它显示出远大的前途。 610

我转到最后的一项。

7.综合的年代:W和Z的探测。 1984年12月,在我第一次听到(第一章)发现了Z之后不到两年,范德米尔,“一位具有高超分析能力的,谈吐文雅和富于天赋的创造者”,[329]和鲁比亚,“在他的圈子里以无限的精力和热情,以及对物理学的广泛涉猎和深入理解而著称的,一位充满活力的外向型人物”,[329]在斯德哥尔摩发表了诺贝尔物理奖受奖演讲。两人都强调了他们的奋斗的集体性,以及在CERN装设$p\bar{p}$对撞机和巨大而精致的探测器和数据处理系统的过程中所克服的种种困难。

对W和Z的寻找,不是一次意外袭击。事实上,如果在理论上没有给出很好的理由指出到哪里去寻找,这一项庞大的事业就不会得到拨款并动手实行(M_W大约80GeV,M_Z大约90GeV)。这一估计是从关系式(21.103)、(21.105)以及(21.115)式表示的关于θ_W的知识得来的。于是,有确定质量预言的W和Z的存在,就成为弱电理论自洽性的一项决定性的检验。

在本书一开始就已经提到,这一寻找是成功的。在斯德哥尔摩

报告的结果是:[1]

$$M_W = 80.9 \pm 1.5 \pm 2.4 \qquad \text{UA1}$$
$$83.1 \pm 1.9 \pm 1.3 \qquad \text{UA2}$$
$$M_Z = 95.6 \pm 1.4 \pm 2.9 \qquad \text{UA1}$$
$$92.7 \pm 1.7 \pm 1.4 \qquad \text{UA2}$$

而且

$$\left(\frac{M_W}{M_Z \cos\theta_W}\right) = 0.968 \pm 0.045, \text{UA1}; \quad 1.02 \pm 0.06, \text{UA2}$$

与(21.107)式符合;并有

$$\sin^2\theta_W = 0.226 \pm 0.015, \text{UA1}; \quad 0.216 \pm 0.010 \pm 0.007, \text{UA2}$$

同中性流的结果相符。

611 还有:

W 的自旋等于 1。

观察到的 W 衰变分布与 $V-A$ 理论相符。(在没有做极化实验时,$V-A$ 同 $V+A$ 是不能区别的。)

检测到的衰变方式(用夸克语言表示的强子方式):$W^+ \to e^+\nu_e$, $\mu^+\nu_\mu$, $\tau^+\nu_\tau$, $\bar{d}u$, $\bar{s}c$ 和可能的 $\bar{t}b$;$Z \to e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$。

从伦琴到鲁比亚,我们现在到达了物质世界内部最深的一点,即大约 10^{-16} 厘米(W 和 Z 的康普顿波长),在这一点上,现时的理论和实验已经互相结合,互相渗透了。由于我的原意是尽可能地深入物质内部,但也不想超越理论和实验得到互相印证之处,因此,这本书就要结束了——但是,这当然并不意味着被称为粒子物理学的内部边界的旅程就到此结束了。

[1] 质量以 GeV 为单位。第一个误差是统计误差,第二个是系统误差。

Sources

Reminiscences. Experimental: Reines on the e-neutrino;[103] M. Schwartz on neutrino beams;[330] Panofsky on the Berkeley linac[331] and on SLAC;[110] Ting,[287] G. Goldhaber,[288] and Richter[289] on the J/ψ; Lederman[332] on the Υ. Theoretical: Gell-Mann,[19] Néeman,[20] and Speiser[21] on SU(3); Gell-Mann,[19] and Zweig[36] on quarks; Yang[172] on the Yang-Mills theory; Veltman[186] on renormalizability of Yang-Mills theories; Weinberg,[232] Salam,[233] Glashow,[260] and B. W. Lee[333] on electroweak theory.

References*

1. L. B. Okun, *Proc. int. conf. high energy physics* 1962, p. 845, CERN, Geneva 1962.
2. J. Lach and L. Pondrom, *ARNP* 29, 203, 1969; M. Bourquin and J. P. Repellin, *Phys. Rep.* 114, 99, 1984.
3. *Rev. Mod. Phys.* 56, No. 2, Part II, April 1984.
4. M. Alston *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 5, 520, 1960.
5. M. Alston *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 6, 300, 1961.
6. M. Alston *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 6, 698, 1961.
7. G. M. Pjerrou *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 9, 114, 1962; L. Bertanza *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 9, 180, 1962.
8. Cf. A. C. Irving and R. P. Worden, *Phys. Rep.* 34, 118, 1977, Fig. 2.1; J. G. Hey and R. L. Kelly, *Phys. Rep.* 96, 71, 1983; Figs. 3.2 and 3.3.
9. M. Gell-Mann and Y. Ne'eman, *The eightfold way*, Benjamin, New York 1964.
10. B. d'Espagnat and J. Prentki, *Progr. elem. particle and cosmic ray phys.*, Vol 4, Part 3, 1958; G. Morpurgo, *ARN* 11, 41, 1961, Section 4; A. Pais, *Rev. Mod. Phys.* 33, 493, 1961.
11. Cf. G. Racah, *Phys. Rev.* 61, 186, 1941; 62, 438, 1942; 63, 367, 1943; 76, 1352, 1949; A de Shalit and I. Talmi, *Nuclear shell theory*, Academic

612

* In these references *ARN(P)* stands for *Annual Reviews of Nuclear (and Particle) Sciences.*

Press, New York 1963.

12. G. Racah, *Group theory and spectroscopy*, Mimeographed notes, Institute for Advanced Study, 1951; repr. in *Springer Tracts in modern physics*, Vol. 37, p. 28, Springer, New York 1965.
13. A. Pais, in *Spectroscopic and group theoretical methods in physics*, Ed. F. Bloch, p. 317, North-Holland, Amsterdam 1968.
14. R. E. Behrends and A. Sirlin, *Phys. Rev.* **121**, 324, 1961.
15. S. Sakata, *Progr. Th. Phys.* **16**, 686, 1959.
16. M. Ikeda, S. Ogawa, and Y. Ohnuki, *Progr. Theor. Phys.* **22**, 715, 1959.
17. Y. Yamaguchi, *Progr. Th. Phys.* 1959, Suppl. No. 11.
18. J. Wess, *Nuovo Cim.* **15**, 52, 1960.
19. M. Gell-Mann, in *Symmetries in physics*, Proc. Conf. held at San Felia de Guixols, Spain, 1983, forthcoming.
20. Y. Ne'eman, in Ref. 19.
21. D. Speiser, in Ref. 19; cf. also T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **122**, 1960, 1961.
22. M. Gell-Mann, *The eightfold way*, Caltech Report CTSL－20 (1961), repr. in Ref. 9, p. 11.
23. Y. Ne'eman, *Nucl. Phys.* **26**, 222, 1961, repr. in Ref. 9, p. 58.
24. D. Speiser and J. Tarski, *J. Math. Phys.* **4**, 588, 1963.
25. S. Okubo, *Progr. Theor. Phys.* **27**, 949, 1962; **28**, 24, 1962.
26. R. E. Behrends, J. Dreitlein, C. Fronsdal, and W. Lee, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 1, 1962.
27. Cf. G. A. Snow, Ref. 1, p. 795.
28. G. M. Pjerrou *et al.*, Ref. 1, p. 289.
29. M. Gell-Mann, Ref. 1, p. 805, repr. in Ref. 9, p. 87.
30. Ref. 3, p. S134.
31. V. E. Barnes *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 12, 204, 1964, repr. in Ref. 9, p. 88.
32. G. F. Chew, M. Gell-Mann, and A. H. Rosenfeld, *Sci. Am.* **210**, February 1964, p. 74.
33. S. D. Protopopescu and N. P. Samios, *ARNP* **29**, 339, 1979.

34. J. J. J. Kokkedee, *The quark model*, Benjamin, New York 1969.

35. G. Morpurgo, *ARN* **20**, 105, 1970; H. J. Lipkin, *Phys. Rep.* **8**, 173, 1973.

36. M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214, 1964, repr. in Ref. 9, p. 168.

37. G. Zweig, CERN preprint 8182/Th 401, January 1964, unpublished; CERN preprint 8419/Th412, February 1964, unpublished, but repr. in D. B. Lichtenberg and S. P. Rosen, *Developments in the quark theories of hadrons*, Vol. 1, p. 22, Hadronic Press, Nonamtum, Mass. 1980.

38. G. Zweig, *Proc. fourth int. conf. on baryon resonances*, Ed. N. Isgur, p. 439, Univ. Toronto Press 1980.

39. Ref. 3, pp. S136—138.

40. R. H. Dalitz, *Proc. int. conf. high energy physics*, 1966, p. 215, Univ. California Press 1967.

41. G. Morpurgo, *ARN* **20**, 105, 1970.

42. N. Isgur and G. Karl, *Physics Today* **36**, November 1983, p. 36.

43. L. Montanet, G. C. Rossi, and G. Veneziano, *Phys. Rep.* **63**, 149, 1980.

44. Ref. 33, p. 340.

45. F. J. Dyson, *Symmetry groups in nuclear and particle physics*, Benjamin, New York 1966. 613

46. A. Pais, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 215, 1966.

47. M. Gell-Mann, *Physics* **1**, 63, 1964, repr. in Ref. 9, p. 172.

48. P. Franzini and L. Radicati, *Phys. Lett.* **6**, 322, 1963, repr. in Ref. 45, p. 154.

49. F. Gürsey and L. Radicati, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 173, 1964, repr. in Ref. 45, p. 159.

50. B. Sakita, *Phys. Rev.* **136B**, 1756, 1964, repr. in Ref. 45, p. 168.

51. G. Zweig, in *Symmetries in elementary particle physics*, Ed. A. Zichichi, p. 219, Academic Press, New York 1965.

52. Ref. 46, Section 3.

53. L. Bertanza *et al.*, Ref. 7.

54. A. Pais, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 175, 1964, repr. in Ref. 45, p. 162; cf. further M. A. B. Bég and V. Singh, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 418, 1964.

55. A. Pais, Ref. 54; see further F. Gürsey, A. Pais, and L. Radicati, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 299, 1964, repr. in Ref. 45, p. 165.

56. M. A. B. Bég, B. W. Lee, and A. Pais, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 514, 1964.

57. B. Sakita, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 643, 1946.

58. V. V. Anisovich *et al.*, *Phys. Lett.* **16**, 194, 1965.

59. H. J. Lipkin and S. Meshkov, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 670, 1965.

60. K. Johnson and S. B. Treiman, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 189, 1965.

61. Ref. 49, esp. footnote 5.

62. Ref. 45, paper 3, 18—25; Ref. 46, Section 7.

63. O. W. Greenberg and C. A. Nelson, *Phys. Rep.* **32C**, 70, 1977.

64. H. Bacry, J. Nuyts, and L. van Hove, *Phys. Lett.* **9**, 279, 1964, repr. in Ref. 34, p. 120.

65. For references see Ref. 46, p. 237.

66. O. W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 598, 1964, repr. in Ref. 34, p. 122.

67. G. Gentile, *Nuov. Cim.* **17**, 493, 1940.

68. A. Sommerfeld, *Ber. Deutsch. Chem. Ges.* **75**, 1988, 1943.

69. M. Y. Han and Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139B**, 1006, 1965, repr. in Ref. 34, p. 127.

70. A. Pais, in *Recent developments in particle symmetries*, Ed. A. Zichichi, p. 406, Academic Press, New York 1966.

71. O. W. Greenberg and D. Zwanziger, *Phys. Rev.* **150**, 1177, 1966.

72. S. L. Adler and R. F. Dashen, *Current algebras*, Benjamin, New York 1968.

73. J. D. Bjorken and M. Nauenberg, *ARN* **18**, 229, 1968.

74. B. Renner, *Current algebras*, Pergamon, Oxford 1968.

75. S. B. Treiman, R. Jackiw, and D. J. Gross, *Lectures on current algebra*, Princeton Univ. Press 1972.

76. Cf. M. Gell-Mann, *Proc. int. conf. high energy physics*, 1958, p. 260, CERN, Geneva 1958.

77. R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193, 1958.

78. F. Crawford *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 377, 1958; P. Norden *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 380, 1958.

79. Cf. R. P. Feynman, *Proc. int. conf. high energy physics*, 1960, p. 501, Interscience, New York 1960.

80. N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* 10, 531, 1963, repr. in Ref. 9, p. 207.

81. Cf. N. Cabibbo, *Proc. int. conf. high energy physics*, 1966, p. 29, Univ. California Press 1967; L. M. Chounet, J. M. and M. K. Gaillard, *Phys. Rep.* 4, 199, 1972.

82. C. S. Wu and S. A. Moszkowski, *Beta decay*, Chapter 7, Interscience, New York 1966. 614

83. D. H. Whyte and D. Sullivan, *Physics Today* 32, April 1979, p. 40.

84. A. I. Vainshtain, V. I. Zakharov, and M. A. Shifman, *Soviet Phys. JETP* 45, 670, 1977.

85. M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 125, 1067, 1962, repr. in Ref. 9, p. 216.

86. S. Okubo, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* 37, 114, 1966.

87. H. J. Lipkin and F. Scheck, *Phys. Rev. Lett.* 16, 71, 1966.

88. Cf. G. Morpurgo, *Physics* 2, 95, 1965, repr. in Ref. 34, p. 132.

89. J. G. Hey and R. L. Kelly, Ref. 8, pp. 73, 193.

90. C. E. De Tar and J. F. Donoghue, *ARNP* 33, 235, 1983.

91. Cf. V. Zakharov, in *High energy physics 1980*, AIP conf. proc. No. 68, p. 1235, AIP, New York 1981.

92. Cf. F. Seitz, *The modern theory of solids*, McGraw-Hill, New York 1940.

93. Cf. J. Gasser and H. Leutwyler, *Phys. Rep.* 87, 77, 1983; also H. J. Lipkin, Ref. 38, p. 461.

94. S. L. Adler, *Phys. Rev. Lett.* 14, 1051, 1965; *Phys. Rev.* 140B, 736, 1965, repr. in Ref. 72, p. 87.

95. W. I. Weisberger, *Phys. Rev. Lett.* 14, 1047, 1965; *Phys. Rev.* 143, 1302, 1966, repr. in Ref. 72, p. 100.

96. B. W. Lee, *Chiral dynamics*, Gordon and Breach, New York 1972.

97. H. R. Pagels, *Phys. Rep.* 16, 219, 1975.

98. C. G. Callan and S. B. Treiman, *Phys. Rev. Lett.* 17, 336, 1966, repr. in Ref. 72, p. 197.

99. J. Schwinger, *Phys. Rev. Lett.* 3, 296, 1959, repr. in Ref. 72, p. 235.

100. R. Jackiw, D. J. Gross, contributions to Ref. 75.

101. S. L. Adler, in *Lectures on elementary particles in quantum field theory*, Brandeis 1970, p. 1, M. I. T. Press, Cambridge, Mass. 1970; R. Jackiw, in Ref. 75.

102. F. Reines, *ARN* **10**, 1, 1960.

103. F. Reines, in 'Proc. int. colloq. history of particle phys', *J. de Phys.* **43**, suppl. to No. 12, p. C8—237, 1982.

104. F. Reines and C. L. Cowan, *Phys. Rev.* **92**, 830, 1953.

105. C. L. Cowan *et al.*, *Science* **124**, 103, 1956.

106. M. Schwartz, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 306, 1960; cf. also B. Pontecorvo, *Soviet Phys. JETP* **10**, 1236, 1960.

107. G. Feinberg, *Phys. Rev.* **110**, 1982, 1958.

108. E. J. Mahmoud and H. M. Konopinski, *Phys. Rev.* **92**, 1045, 1953; J. Schwinger, *Ann. of Phys.* **2**, 407, 1957.

109. G. Danby *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36, 1962.

110. W. K. H. Panofsky, *Physics Today* **36**, October 1983, p. 34.

111. R. Neal (Ed.), *The Stanford two mile accelerator*, Benjamin, New York 1968.

112. *Linear accelerators*, Eds. P. M. Lapostolle and A. L. Septier, North-Holland, Amsterdam 1970.

113. D. H. Sloan and E. O. Lawrence, *Phys. Rev.* **38**, 2021, 1931; D. H. Sloan and W. M. Coates, *Phys. Rev.* **46**, 539, 1934.

114. L. W. Alvarez *et al.*, *Rev. Sci. Instr.* **26**, 111, 1955.

115. G. Lubkin, *Physics Today* **30**, February 1977, p. 17.

116. E. L. Ginzton, W. W. Hansen, and W. R. Kennedy, *Rev. Sci. Instr.* **19**, 89, 1948; M. Chodorow *et al.*, *Rev. Sci. Instr.* **26**, 134, 1955; E. L. Ginzton and W. Kirk, *Sci. Am.* **205**, November 1961, p. 49.

615 117. E. L. Ginzton, *Sci. Am.*, **190**, March 1954, p. 84.

118. W. K. H. Panofsky, *Proc. int. high energy conf. Vienna, 1968*, p. 23, CERN, Geneva 1968.

119. E. D. Bloom *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930, 1969; M. Breidenbach *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 935, 1969.

120. H. W. Kendall and W. K. H. Panofsky, *Sci. Am.* **224**, June 1971, p. 61.

121. D. W. Kerst *et al.*, *Phys. Rev.* 102, 590, 1956.

122. Cf. C. Bernardini, *Scientia* **113**, 27, 1978.

123. W. C. Barber *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 16, 1127, 1966.

124. Cf. W. J. Willis, *Physics Today* 31, October 1978, p. 32.

125. R. D. Kohaupt and G. A. Voss, *ARNP* 33, 67, 1983.

126. M. Jacob and K. Johnson, CERN Rep. 84－13, LEP Division, Geneva 1984.

127. U. Amaldi *et al.*, *Phys. Lett.* **44B**, 112, 1973.

128. Cf. e. g. S. M. Berman and M. Jacob, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1683, 1970.

129. M. Jacob, *Proc. int. high energy physcis conf., 1972*, Vol. 3, pp. 378, 427, National Accelerator Lab., Batavia, Ill, 1972.

130. F. W. Büsser *et al.*, *Phys. Lett.* **46B**, 471, 1973.

131. B. Alfer *et al.*, *Phys. Lett.* **44B**, 521, 1973; M. Banner *et al.*, *Phys. Lett.* **44B**, 537, 1973.

132. M. A. Faessler, *Phys. Rep.* **115**, 1, 1984.

133. D. B. Cline, P. McIntyre, F. Mills, and C. Rubbia, *Fermilab Report TM 687*, Chicago 1976.

134. D. B. Cline, C. Rubbia, and S. van der Meer, *Sci. Am.* **246**, March 1982, p. 48.

135. See F. Bonnaudi *et al.*, CERN report DG－2, 1977; A. Astbury *et al.*, CERN reports SPSC/78－06; SPSC/P92, 1978.

136. D. Möhl *et al.*, *Phys. Rep.* 58, 73, 1980; popular account: D. Cline and C. Rubbia, *Physics Today* 33, August 1980, p. 44.

137. The staff of the CERN proton-antiproton project, *Phys. Lett.* **107B**, 306, 1981.

138. A. Pais, *Ann. of Phys.* **63**, 361, 1971.

139. S. L. Adler, *Phys. Rev.* **143**, 1144, 1966.

140. J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **163**, 1767, 1967.

141. J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547, 1969.

141a. C. G. Callan and D. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 156, 1969.

142. R. Jackiw and G. Preparata, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 975, 1969; S. L. Adler and W. K. Tung, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 978, 1969.

143. S. Coleman, Dilatations, in *Properties of fundamental interactions*, Ed. A. Zichichi, p. 359, Ed. Compositori, Bologna 1973.

144. *Scale and conformal invariance in hadron physics*, Ed. R. Gatto, Wiley, New York 1973.

145. H. Fritzsch and M. Gell-Mann, *Proc. Coral Gables conf. 1971*, Vol. 2, p. 1, Gordon and Breach, New York 1971; Y. Frishman, Ref. 129, Vol. 4, p. 119.

146. K. G. Wilson and J. Kogut, *Phys. Rep.* **12**, 75, 1974.

147. C. G. Callan, *Phys. Rev.* **D2**, 1541, 1970; K. Symanzik, *Comm. Math. Phys.* **18**, 227, 1970.

148. Review: C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Rep.* **3**, 261, 1972.

149. F. J. Gilman, *Phys. Rep.* **4**, 95, 1972; J. I. Friedman and H. W. Kendall, *ARN* **22**, 203, 1972.

150. P. Musset and J. Vialle, *Phys. Rep.* **39**, 279, 1978; B. C. Barish, *Phys. Rep.* **39**, 279, 1978.

616 151. R. P. Feynman, articles: *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415, 1969, and in *High energy collisions*, Ed. C. N. Yang, p. 237, Gordon and Breach, New York 1969; book: *Photon-hadron interactions*, Benjamin, New York 1972; popular account: *Science* **183**, 601, 1974.

152 Review: J. Kogut and L. Susskind, *Phys. Rep.* **8**, 75, 1973.

153. J. D. Bjorken and E. A. Paschos, *Phys. Rev.* **D1**, 3151, 1970.

154. J. D. Bjorken and E. A. Paschos, *Phys. Rev.* **185**, 1975, 1969.

155. Cf. e. g. J. Kuti and V. Weisskopf, *Phys. Rev.* **D4**, 3418, 1971.

156. D. J. Gross and C. H. Llewellyn Smith, *Nucl. Phys.* **B14**, 337, 1969.

157. P. V. Landshoff and J. C. Polkinghorne, *Phys. Rep.* **5**, 1, 1972; T. M. Yan, *ARN* **26**, 199, 1976.

158. S. Kamefuchi, *Prog. Theor. Phys.* **6**, 175, 1951.

159. T. D. Lee, M. Rosenbluth, and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **75**, 905, 1949.

160. R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193, 1958; E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak, *Phys. Rev.* **109**, 1860, 1958.

161. J. Schwinger, *Ann, of Phys.* **2**, 407, 1957.

162. See *Particle physics*, CERN report 61—30, Geneva 1961.

163. T. D. Lee and C. S. Wu, *ARN* 15, 381, 1965, Chapter 3.

164. Cf. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 128, 885, 1962.

165. O. Klein, in *New theories in physics* (Warsaw Conference, 30 May—3 June 1938), p. 77, Nyhoff, The Hague 1939.

166. A. Pais, *Physica* 19, 869, 1953.

167. W. Pauli, *Physica* 19, 887, 1953.

168. W. Pauli and J. Solomon, *J. de Phys.* 3, 452, 582, 1932; *Collected paper*, Vol. 2, p. 461, Interscience, New York 1964.

169. W. Pauli, letter to A. Pais, 3, July 1953.

170. See A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 17, Oxford Univ. Press 1982.

171. W. Pauli, letter to A. Pais, 6, December 1953.

172. C. N. Yang, *Selected papers 1945—1980*, p. 19, Freeman, San Francisco 1983.

173. P. Gulmanelli, *Su una teoria dello spin isotopico*, Publicazioni sezione di Milano dell'Istituto Nazionale di Fysica Nucleare, Casa Editrice Pleion, Milano, undated(probably 1954).

174. C. N. Yang and R. L. Mills, *Phys. Rev.* 95, 631; 96, 191, 1954.

175. R. Shaw, 'The problem of particle types and other contributions to the theory of elementary particles', Cambridge dissertation, 1955, unpublished.

176. W. Pauli, *Proc. int. conf. high energy physics 1958*, p. 122, CERN, Geneva 1958.

177. W. Heisenberg, *Physics and beyond*, Chapter 19, Harper and Row, New York 1971.

178. W. Heisenberg, *Collected works*, Eds. W. Blum, H. P. Dürr, and H. Rechenberg, Vol. C, pp. 524 ff., Springer, New York 1984.

179. W. Heisenberg, *Physics Today* 29, March 1976, p. 32.

180. R. Utiyama, *Phys. Rev.* 101, 1597, 1956.

181. S. L. Glashow and M. Gell-Mann, *Ann. of Phys.* 15, 437, 1961.

182. Ref. 170, p. 281.

183. G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* B33, 173, 1971.

184. C. Itzykson and J. B. Zuber, *Quantum field theory*, Chapter 12, McGraw-Hill, New York 1980.

185. M. Veltman, *Proc. 6th int. symp. electron and photon interactions at high energies*, *Bonn*, p. 439, North-Holland, Amsterdam 1974.

186. J. Sakurai, *Ann. of Phys.* 11, 1, 1960.

187. A. Salam and J. Ward, *Nuovo Cim.* 19, 167, 1961; M. Gell-Mann, Ref. 22; Y. Ne'eman, Ref. 23.

617 188. H. D. Politzer, *Phys. Rep.* 14, 129, 1974.

189. W. Marciano and H. Pagel, *Phys. Rep.* 36, 138, 1978.

190. F. Wilczek, *ARNP* 32, 177, 1982.

191. P. Söding and G. Wolf, *ARNP* 31, 231, 1981.

192a. D. J. Gross, S. B. Treiman, and F. Wilczek, *Phys. Rev.* D19, 2188, 1979.

192a. D. J. Gross, S. B. Treiman, and F. Wilczek, *Phys. Rev.* D19, 2188, 1979.

193. D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* 30, 1343, 1973.

194. H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* 30, 1346, 1973.

195. S. Coleman and D. J. Gross, *Phys. Rev. Lett.* 31, 851, 1973; also A. Zee, *Phys. Rev.* D7, 3630, 1973.

196. A. J. Buras, *Rev. Mod. Phys.* 52, 199, 1980; also B. Adeva *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1750, 1985.

197. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 31, 494, 1973.

198. D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev.* D8, 3633, 1973.

199. H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler, *Phys. Lett.* 47B, 365, 1973.

200. H. Georgi and S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* 32, 438, 1974.

201. Cf. D. Amati and M. Testa, *Phys. Lett.* 48, 227, 1974; P. Olesen, *Phys. Lett.* 50B, 255, 1974; Ref. 188, p. 154.

202. S. J. Lindenbaum, *Comm. Nucl. Ptcle Phys.* 13, 285, 1984; P. M. Fishbane and S. Meshkov, ibid. 13, 325, 1984.

203. M. Bander, *Phys. Rep.* 75, 205, 1981.

204. G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* B75, 461, 1974.

205. K. G. Wilson, *Phys. Rev.* D10, 2445, 1974.

206. G. Wentzel, *Helv. Phys. Acta.* 13, 269, 1940; 14, 633, 1941.

207. Reviews: C. Rebbi, *Phys. Rep.* 67, 55, 1980; J. B. Kogut, *Phys. Rep.* 67, 67, 1980; M. Creutz, *Phys. Rep.* 95, 201, 1983.

208. *Gauge theory of weak and electromagnetic interactions*, Ed. C. H. Lai, World Scientific, Singapore 1981.

209. B. W. Lee, Ref. 129, Vol. 4, p. 249.

210. E. S. Abers and B. W. Lee, *Phys. Rep.* 9, 1, 1973.

211. M. A. B. Bég and A. Sirlin, *ARN* 24, 379, 1974.

212. M. A. B. Bég and A. Sirlin, *Phys. Rep.* 88, 1, 1982.

213. J. C. Taylor, *Gauge theories of weak interactions*, Cambridge Univ. Press 1976.

214. T. P. Cheng and L. F. Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Clarendon Press, Oxford 1984.

215. S. Weinberg, *Sci. Am.* 231, July 1974, p. 50.

216. J. Schwinger, Ref. 161, repr. in Ref. 208, p. 34; cf. also S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* 10, 107, 1959.

217. S. A. Bludman, *Nuovo Cim.* 9, 433, 1958; cf. also S. L. Glashow, Ref. 216.

218. A. Salam and J. C. Ward, *Nuovo Cim.* 11, 568, 1959.

219. S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* 22, 579, 1961, repr. in Ref. 208, p. 171; cf. also A. Salam and J. C. Ward, *Phys. Lett.* 13, 168, 1964, repr. in Ref. 208, p. 181.

220. H. Georgi and S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* 28, 1494, 1972.

221. Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* 4, 380, 1960; Y. Nambu and G. Jona Lasinio, *Phys. Rev.* 122, 345, 1961; 124, 246, 1961; cf. also W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Naturf.* 14, 441, 1959, Section 2.

222. E. g. Ref. 184, pp. 612ff.; Ref. 214, Section 5.3.

223. J. Goldstone, *Nuovo Cim.* 19, 154, 1961; J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, *Phys. Rev.* 127, 965, 1962, repr. in Ref. 208, pp. 93, 118.

224. G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. Kibble, *Adv. in Particle Phys.* 2, 567, 1968.

225. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 29, 1698, 1972.

618

226. H. Georgi and A. Pais, *Phys. Rev.* D12, 508, 1975.

227. H. Georgi and A. Pais, *Phys. Rev.* D10, 1246, 1974.

228. P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* 12, 132, 1964; *Phys. Rev.* 145, 1156, 1966, repr. in Ref. 208, 133.

229. S. Coleman and E. Weinberg, *Phys. Rev.* D7, 1888, 1973.

230. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19, 1264, 1967, repr. in Ref. 208, p. 185.

231. A. Salam, in *Elementary particle theory*, Ed. N. Svartholm, p. 367, Almqvist and Wiksell, Stockholm 1968, repr. in Ref. 208, p. 188.

232. S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* 52, 515, 1979, repr. in Ref. 208, p. 1.

233. A. Salam, *Rev. Mod. Phys.* 52, 525, 1979, repr. in Ref. 208, p. 9.

234. Ref. 3, p. S293.

235. S. Coleman, *Science* 206, 1290, 1979; D. Sullivan, D. Koester, D. H. White, and K. Kern, *Scientometrics* 2, 309, 1980; D. Koester, D. Sullivan, and D. H. White, *Soc. St. of Sc.* 12, 73, 1982.

236. G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* 35, 167, 1971.

237. B. W. Lee, Ref. 129, Vol. 4, p. 251.

238. Ref. 208, pp. 273 ff.

239. See e. g. Ref. 214, p. 417.

240. Cf. e. g. H. Fritzsch and P. Minkowski, *Phys. Rep.* 73, 1967, 1981.

241. A. D. Linde, *JETP Lett.* 23, 64, 1976; S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 36, 294, 1976.

242. J. Ellis, M. K. Gaillard, G. Girardi, and P. Serba, *ARNP* 32, 443, 1982.

243. E. Farhi and L. Susskind, *Phys. Rep.* 74, 277, 1981; also Ref. 212, Secton 7. 2. 3; Ref. 214, Chapter 13.

244. T. W. Appelquist, J. R. Primack, and H. P. Quinn, *Phys. Rev.* D7, 2998, 1973; C. G. Bollini, J. J. Giambiaggi, and A. Sirlin, *Nuovo Cim.* 16A, 423, 1973; W. J. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev.* D8, 3612, 1973.

245. Cf. W. J. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev.* D29, 945, 1984.

246. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 29, 388, 1972; H. Georgi and S. L. Glashow, *Phys. Rev.* D6, 2977, 1972; D7, 2457, 1973; H. Georgi and A. Pais, *Phys. Rev.* D10, 539, 1974.

247. Ref. 212, Sec. 4. 2. 2.

248. P. Q. Hung and J. Sakurai, *ARNP* 31, 375, 1981; J. E. Kim, P. Langacker, M. Levine, and H. H. Williams, *Rev. Mod. Phys.* 53, 211, 1981; S. M. Bilenky and J. Hošek, *Phys. Rep.* 90, 73, 1982.

249. F. Sciulli, *Progr. Ptcle Nucl. Phys.* 2, 41, 1979.

250. P. Galison, *Rev. Mod. Phys.* 55, 477, 1983.

251. D. B. Cline, A. K. Mann, and C. Rubbia, *Sci. Am.* 231, December 1974, p. 108.

252. T. W. Appelquist, R. M. Barnett, and K. Lane, *ARNP* 28, 387, 1978.

253. R. F. Schwitters, *Sci. Am.* 237, October 1977, p. 56.

254. Cf. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev. lett.* 4, 307, 1960.

255. H. H. Bingham *et al.*, *Proc. Siena conf.*, *1963*. Vol. 1, p. 555, Soc. Ital. di Fysica, Bologna 1963.

256. P. Tarjanne and V. L. Teplitz, *Phys. Rev. Lett.* 11, 447, 1963; W. Krolikowski, *Nucl. Phys.* 52, 342, 1964; Y. Hara, *Phys. Rev.* 134B, 701, 1963; Z. Maki and Y. Ohnuki, *Progr. Theor. Phys.* 32, 144, 1964; J. D. Bjorken and S. L. Glashow, *Phys. lett.* 11, 255, 1964; D. Amati, H. Bacry, J. Nuyts, and J. Prentki, *Nuovo Cim.* 34, 1732, 1964; L. B. Okun, *Phys. Lett.* 12, 250, 1964.

257. J. D. Bjorken and S. L. Glashow, Ref. 256.

258. S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, *Phys. Rev.* D2, 1285, 1970. 619

259. Cf. S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* 46, 255, 1974, Section 2.

260. S. L. Glashow, *Rev. Mod. Phys.* 52, 539, 1980.

261. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 27, 678, 1971.

262. S. Weinberg, *Phys. Rev.* D5, 1412, 1972.

263. B. W. Lee, J. R. Primack, and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* D7, 510, 1972.

264. C. Bouchiat, J. Iliopoulos, and Ph. Meyer, *Phys. Lett.* 38B, 519, 1972; D. J. Gross and R. Jackiw, *Phys. Rev.* D6, 477, 1972.

265. S. Weinberg, *Phys. Rev.* D5, 1412, 1972.

266. A. Pais and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* D6, 2700, 1972; refined by E. A. Paschos and L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* D7, 91, 1972.

267. D. H. Perkins, Ref. 129, Vol. 4, p. 189.

268. B. W. Lee, Ref. 129, Vol. 4, p. 255.

269. See the reviews Refs. 209, 210, 211, 259.

270. F. J. Hasert *et al.*, *Phys. Lett.* 46B, 121, 1973

271. F. J. Hasert *et al.*, *Phys. Lett.* 46B, 138, 1973..

272. A. Benvenuti *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 32, 800, 1974; B. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 32, 1454, 1974.

273. G. Myatt, Ref. 185, p. 389.

274. D. C. Cundy, *Proc. int. conf. high energy physics, London(1974)*, p. IV—131, Science Res. Council, London 1974.

275. C. Y. Prescott *et al.*, *Phys. Lett.* 77B, 347, 1978.

276. E. D. Commins and P. H. Bucksbaum, *ARNP* 30, 1, 1980; E. N. Fortson and L. L. Lewis, *Phys. Rep.* 113, 289, 1984.

277. B. Richter, Ref. 274, p. IV—37.

278. J. D. Ellis, Ref. 274, p. IV—20.

279. N. Cabibbo, G. Parisi, and M. Testa, *Nuovo Cim. Lett.* 4, 35, 1970.

280. W. A. Bardeen, H. Fritzsch, and M. Gell-Mann, Ref. 144, p. 139.

281. T. Appelquist and H. Georgi, *Phys. Rev.* D8, 4000, 1973; A. Zee, ibid., p. 4038.

282. R. F. Schwitters, *Proc. int. symp. lepton and photon physics(1975)*, p. 5, SLAC, 1975.

283. A. Litke *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 30, 1189, 1973; G. Tarnopolsky *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 32, 432, 1974.

284. J. P. Perez-Yorba and F. M. Renard, *Phys. rep.* 31, 1, 1977.

285. J. E. Augustin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 33, 1406, 1974.

286. J. J. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 33, 1406, 1974.

287. S. C. C. Ting, in *Adventures in experimental physics*, Ed. B. Maglich, 5, 115, 1976, World Sci. Education, Princeton, N. J. 1976.

288. G. Goldhaber, Ref. 287, 5, 131, 1976.

289. B. Richter, Ref. 287, 5, 143, 1976.

290. C. Bacci *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 33, 1408, 1649, 1974.

291. W. Braunschweig *et al.*, *Phys. Lett.* 53B, 393, 1974.

292. G. S. Abrams, *Phys. Rev. Lett.* 33, 1453, 1974.

293. M. K. Gaillard, B. W. Lee, and J. L. Rosner, *Rev. Mod. Phys.* 47,

277, 1975.

294. T. Appelquist and H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 43, 1975.

295. B. J. Harrington, S. Y. Park, and A. Yildiz, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 168, 1975; E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, J. Kogut, K. Lane, and T. M. Yan, ibid., p. 369.

296. T. Appelquist, R. M. Barnett, and K. Lane, *ARNP* **28**, 387, 1978.

297. C. Quigg and J. L. Rosner, *Phys. Rep.* **56**, 167, 1979; H. Grosse and A. Martin, *Phys. Rep.* **60**, 341, 1980. 620

298. A. Pais and S. B. Treiman, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1556, 1975.

299. K. Niu, E. Mikumo, and Y. Maeda, *Progr. Theor. Phys.* **46**, 1644, 1971.

300. E. G. Cazzoli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1125, 1975.

301. A. Benvenuti *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1199, 1203, 1249, 1975; also B. C. Barish *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 939, 1976; M. Holder *et al.*, *Phys. Lett.* **69B**, 377, 1977.

302. A. Pais and S. B. Treiman, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1206, 1975.

303. B. C. Barish, *Phys. Rep.* **39**, 279, 1978; C. Baltay, *Proc, int. conf. high energy physics, Tokyo (1978)*, p. 894, Phys. Soc. Japan, Tokyo 1979.

304. See however J. von Krogh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 710, 1976; J. Bleitschau *et al.*, *Phys. Lett.* **60B**, 207, 1976.

305. A. Boyarski *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 196, 1975.

306. G. Goldhaber *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 255, 1976.

307. I. Peruzzi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 569, 1976.

308. G. J. Feldman and M. L. Perl, *Phys. Rep.* **33**, 285, 1977.

309. G. Goldhaber and J. E. Wiss, *ARNP* **30**, 337, 1980; A. Kernan and G. van Dalen, *Phys. Rep.* **106**, 297, 1984.

310. G. Bellini, *Phys. Rep.* **83**, 1, 1982.

311. M. L. Perl *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1489, 1975; *Phys. Lett.* **63B**, 466, 1976.

312. C. Matteuzzi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1869, 1984.

313. Ref. 308; M. L. Perl, *ARNP* **30**, 299, 1980.

314. S. W. Herb *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252, 1977.
315. W. R. Innes *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1240, 1977.
316. Ref. 2, pp. S190—193.
317. Cf. R. Nernst *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2195, 1985.
318. P. Franzini and J. Lee-Franzini, *ARNP* **33**, 1, 1983; K. Berkelman, *Phys. Rep.* **98**, 145, 1983.
319. D. Andrews, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 219, 1980; G. Finocchiaro *et al.*, ibid., p. 222; full references to B-mesons up to 1984; Ref. 2, p. S120.
320. G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett.* **147B**, 493, 1984.
321. M. Kobayashi and T. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 652, 1973.
322. L. Wolfenstein, Comm. *Nucl. Ptcle Phys.* **14**, 135, 1985; I. I. Bigi and A. I. Sanda, ibid., p. 149.
323. G. Hanson, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1609, 1975.
324. S. L. Wu, *Phys. Rep.* **107**, 59, 1984.
325. R. Brandelik, *Phys. Lett.* **100B**, 357, 1981.
326. E. Reya, *Phys. Rep.* **69**, 195, 1981; G. Altarelli, *Phys. Rep.* **81**, 1, 1982.
327. M. Banner *et al.*, *Phys. Lett.* **118**, 203, 1982; G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett.* **B123**, 115, 1983; **B132**, 214, 1983.
328. A. Pais, Proc. of the conf. 'Gauge theories and modern field theory', Northeastern Univ., p. 211, MIT Press, Cambridge, Mass. 1975.
329. L. M. Lederman and R. F. Schwitters, *Science* **227**, 131, 1985.
330. M. Schwartz, Ref. 287, **1**, 82, 1972.
331. W. K. H. Panofsky, in *Selected works of Luis W. Alvarez*, Ed, W. P. Trower, Chapter 10, Freeman, San Francisco 1986.
332. L. M. Lederman, *Sci. Am.* **239**, October 1978, p. 72.
333. B. W. Lee, *Phys. Rep. Repr. Book Series*, Vol. 2, p. 148, North Holland, Amsterdam 1978.

22. 结语：以尾声开幕，以序幕收场

1968 年，《今日物理》月刊为了庆祝创刊 20 周年，出版了一期专辑，用来总结 20 年来物理学的发展。我为此写了一篇论文《粒子》[1]，文中写道："如果存在着 W 介子的话，它们很可能重于 $2GeV/c^2$……并没有任何先验的提示告诉我们这些 W 应当有多重……对于高能下的弱相互作用的实验研究，特别是对 W 量子的寻找，将计入未来最重要的问题之列。"我继续概括那时候的一般状况：

"粒子物理学的情况……是……有点像音乐会开始之前交响乐大厅里的情景。在乐池里我们可以见到部分的但不是全体的音乐家。他们正在调音。我们听到某些乐器奏出一些光彩的乐句；而在别处则是一些即兴的片段；也有一些错误的音符。这就是音乐会开始以前所能预料到的景况。"

17 年之后，我再次反思当时的状况时，我问自己：我是不是仍然同意曾经对 1948～1968 年那段时期所写下的评语呢？我是不是会对其后的那些年月，依然坚持给出同样的评语呢？我对第一个问题的回答是："是"，而对第二个问题的回答是："是"和"不"。

我说"不"，是因为其间有两个概念插入进来了，那就是规范理论和统一化。它们不仅仅是一些光辉的即兴之作，而是具有麦克斯韦境界的实在性，这一点是可以证实的，尽管它还需要仔细阐明和精心修饰。也许至少可以期望，在这段时期里，强相互作用的动力学从一

种混沌的状态转变成了一门正规的学科。在这一演进的过程中,可重整化(其必要性仍然是不清楚的)的标准成为一种极端有用的指引。

我说"是",是因为在这些发展里,有一些即兴的理论想法明显还没有被实验证实。假设由对称性自发破缺产生的轻子、夸克和规范粒子的质量,仍然是一些任意的参数。希格斯量子的质量也是如此。同样的还有把 d,s 和 b 夸克混合起来的几个角度。总计起来,颜色 SU(3)和 SU(2)×U(1)一共包含着至少 18 个可调节的独立参数。这并不违背任何已知的原理。理论的基本依据是非常强的,但现今的理论里含有太多的任意性。

622 还有其他来自现今理论的疑问:它将宇称和电荷共轭的非不变性相洽地包含到弱相互作用里,但留下了为什么这些破坏发生在弱相互作用,而不是发生在其他相互作用里这一问题。对 CP 破坏也一样,那种谜一样的微小效应,其大小还不清楚。理论通常以 6 种味 u,d,s,c,b,t 运作,但没有解释大自然为什么选取这一数目或者更大数目。普遍意识到,所有这些问题都是相关的。为了对付这些问题,产生了许多不同的即兴想法。第一个例子是:在近来夸克和轻子的数目激增的背景中,有人发现一些迹象,表明所有这些粒子都是由少数更基本的亚单元组成的。[①]

现阶段的理论提出了一些技术性更强的突出问题。这些问题当中,摆在最前面的是在 QCD 里的囚禁,虽然实际上肯定是对的,但需要证明。非微扰 QCD 以及其他规范理论的研究,已经导致了有效的拓朴学结果。我们将不再继续讨论这些内容,因为它们的实验推论尚未经证实。

在此期间,粒子物理学家们由于受到前一章所描述的粒子动力学的惊人成功的刺激,正在追寻新的和更加雄心勃勃的目标。当前

① 文献 2。本章的几个参考文献只限于一些评述性的著作,并且尽可能是通俗性的。

注意力的中心，是努力建立更高层次的统一。那些课题本不属于本书的主题，尽管如此，我们还是大致浏览一番。

大统一理论，是一种力图把颜色 SU(3)和电弱 SU(2)×U(1)统一起来的纲领，在 70 年代初就已经开始了。[3] 这方面的先驱者之一，我的朋友乔治(H. M. Georgi)告诉我，他是在了解到囚禁之后的第二个星期开始考虑这个问题的。他想起强作用力只在低能下是强的，而且，正如渐近自由告诉我们的那样，在能量渐高时渐次变弱，或者说，在距离渐小时渐次变弱。因此，在这第二个区域上，存在着大统一所需要的一种可能性，即用一个共同的耦合强度来描述颜色、电磁和弱相互作用这几种力。这几种相互作用强度变得相等的距离尺度，估计为大约 10^{-29}厘米——比电弱理论所设定的尺度($\hbar/M_W c \simeq 10^{-16}$厘米)要小 13 个数量级。

正在寻找 GUT(大统一理论)的规范群。它的一套规范玻色子要包含 $SU(3)_c$ 的 8 个无质量胶子，SU(2)×U(1)的 $W^{\pm}$，Z 和 γ，以及其他至少 12 个叫做 X 的规范玻色子，它们的质量 M_X 比 W 和 Z 的质量大 13 个数量级。可以运用对称性自发破缺来配上这些质量，但对这个无量纲数目 10^{13}不能给出一种自然的解释。这些特性是普 623 遍的，同规范群的选择无关。其他一些性质差不多也是同等普遍的：GUT 提供了一种理解电荷为什么是量子化的手段；并且确定了温伯格角 θ_W 的值。

GUT 对宇宙论有深刻的启示。它把注意力指向超高能实验室，以及宇宙发展的极早期，因为只有在这样早的时间里，才有可能创生质量为 $M_X \sim 10^{15}$GeV 的粒子。X 粒子又怎么样呢？它衰变到一个夸克＋轻子，这是一个重子数破坏的过程，它(通过一个在虚态里的 X 粒子)使得质子发生衰变(例如，衰变到 $e^+ + \pi^0$)。于是，GUT 就作出了所有原子都是不稳定的这一个最令人吃惊的预言。这就为早在 60 年代提出的一种猜测提供了动力学基础。这一猜测说，现在在这里看到的物质－反物质的不对称性，是由宇宙的对称的开端发展而成的，只要重子数守恒被破坏(以及已知的 C 和 CP 破坏)就行了。

这样，在粒子物理学里就出现了一种前所未有的经慎重考虑得出的极大飞跃，它把极小尺度的现象同极大尺度的现象联结起来，从而扩大了理论家们的眼界。[4]

那么，什么是 GUT 群呢？我们不知道，虽然有一些候选者。它的选择取决于所预言的 θ_W 的值以及质子的寿命，因为这一寿命同 $M_X{}^4/M^5$（M 是质子质量）成比例，所以它是很长的。对于这些以坚实的推论为基础的猜测，它们未来的命运将取决于质子衰变的信息。目前有几个供候选的衰变事件，但还没有对质子的不稳定性作出什么确切的结论。“一旦发现了核子衰变的话，它必定是建立在由几种独立的技术得出的无可质疑的证据之上的。我们为达到这一目的，还有很长很长的路要走。”[5] 现今对质子寿命的上限，已经淘汰了最简单的可能的 GUT 群（SU(5)的一种版本）。

如果这种有强烈吸引力的 GUT 想法果真是正确的话，那么本书的全部论题，从 X 到 Z，有朝一日会被当做是低能粒子物理学。

普朗克长度$(\hbar G/c^3)^{1/2}\simeq10^{-33}$厘米（$G$ 是牛顿引力常数），是在粒子理论里经过深思熟虑而把我们带到物质内界最深处的长度尺度，它对应于一个质量值$\sim10^{19}$GeV，在这里由于引力而引起的量子效应将会变得重要起来。

直到现在还没有提到广义相对论，这是因为在至今讨论过的那些尺度上，是可以忽略引力效应的。引力量子场论早就凭它自身的权利而占据了一个重要的地位。在研究引力量子场论时，揭示了这方面的标准理论是不可重整化的，由此看来，在这方面还没有多少事可做。

在 70 年代出现了新的理论选择。这是从整体超对称性开始的，它是对洛伦兹转动变换和平移群的一种精致的扩展，其中费米子和玻色子在一些特定的质量简并多重态里同时出现。[6] 结果，已知的那些粒子获得了一些“超伴侣”(super-partners)。这就得到了一些可观的自由度来压低场论里的无限大。为了物理上的应用，超对称性必须发生破缺。已经建议了一些方法来检测那些超伴侣[7]；但至今还

624

没有看到过它们。将这一理论从整体对称性过渡到局域对称性，就给出了引力场的一种普遍版本，这指的是引力的量子即引力子，也有它自己的超伴侣。[6] 人们曾经希望这种理论程式会导致一种自洽的可重整化的引力量子场论。可是，没有出现这种情况。

在超对称性方面发展的最新花样是超弦理论(superstring theory)，它的发展也可以再一次从70年代找到根源。[8] 在这里，作为基本单元的算符场不再是在空间一时间里描出的世界线的一个点，而是具有一维结构的、扫过一块世界面的一条弦。只有在多于三个空间维度(时间总是只有一维)的几何流形上，才可以自洽地构造出这种理论。运用对称性自发破缺机制("紧致化"(compactification))，多余的空间维度可以被假定萎缩到极微小的区域里。[9] 这一类理论乃是卡鲁扎一克莱因理论的推广，在它风行的时候，也被当成是一种统一场论。[10]看来这种方法会导出一种自洽的和可重整化的引力理论，事实上，它是TUT的一种候选方案(TUT是GUT同引力联姻的一种关于所有力的总的统一理论)。这些理论包含有达到普朗克质量数量级的、极高的质量激发态，这是理论自洽性所必需的，但在已知粒子的物理学的质量等级上，又是可以忽略的。在删除这些超质量的极限情况下，弦理论就还原为点理论。以这种观点来看，甚至GUT也只是一种中等能量尺度的理论。

目前正在这些方向上加紧探索和研究。我在这里简略地介绍它们，主要是为了展示一下当前时代缤纷复杂的场面。这些新的理论程式的许多推论，超出了实验所能达到的极限。与此同时，理论家们强烈地意识到需要新的实验刺激。总的基调是积极的，但对于我们现在位于何处，以及我们将要走向何方，并没有形成一致的意见。① 用泊哥(Pogo)的话说，我们面对着一些无法超越的机会。

实验物理学家们也在忙碌着。

① 对一些展望的评论，见文献11。

当运用现存的加速器进行的实验工作稳健地进展之时，整个高能物理学界正期待建成一些新的机器，其中有 SLC(SLAC)，LEP
625 (CERN)和 HERA(汉堡)等，它们正在建设之中。美国有一个庞大的建造 SSC 的计划，还在设计阶段而未获得拨款。它是一台 20+20 京电子伏的质子一质子对撞机，[12]其中一个环的周长为 100 到 160 千米之间，估计耗资 60 亿美元。还有可能建设一项国际性的超高能计划 VBA，[13]关于这一计划的讨论虽然不频繁但却定期举行。①

社会上对这些计划日益增长的耗费，表现出强烈的警觉和关心，这不仅指加速器本身，而且也指所需要的空前庞大和复杂的新一代探测器。我们确实迫切需要一些关于加速器设计的新观念，以削减它们的费用以及它们的大小。

不管承受着什么样的流言蜚语，我还是要说，追求更高的能量只是新的实验知识的两个前沿之一。另一个是改进测量的精确度。当前的一个例子是：寻求可能是非零的中微子质量。[14]

当我在 1985 年夏天写下这一页时，W 和 Z 的发现仿佛已经是许多年前的事了。这丝毫也不奇怪。在实验高能物理学家当中有一种说法(不管是谁第一次想到这一点，我都对他表示尊敬)：昨天的轰动，是今天的标定，明天的背景。物理学家们在一个光荣的时刻受到感动，但决不满足于此，他们继续朝下一个内部边界走去。

新近的大多数理论工作是高度推测性的。有一些关于宇宙创生的理论。这样那样的新的数学结构建立起来了，支持它们的数据尽管重要却太少。我免不了想到爱因斯坦的晚年，他那时太依赖于形式上的优美，而太少注重事实。

W、Z 之后的第一批理论家们，尽管不能说他们已经知道了关于低能的所有一切，但他们在对更大的统一的寻求里却第一次超越了

① SLC＝斯坦福线性加速器；LEP＝大电子计划；HERA＝强子电子环装置；SSC＝超导超级对撞机；VBA＝极大加速器。[译注：后两个计划或已经下马，或未获通过。]

实验。在事实和想像之间有一条鸿沟，弥补这条鸿沟需要等待新的机器，而其中某些机器的命运尚未可知。[15]看来在理论同实验之间的对话，好像出现了一次暂停。也许它不会持续太长的时间。

故事讲完了。

当一位美国华盛顿哥伦比亚特区的访问者，乘坐出租汽车沿着宾夕伐尼亚林荫大道行进时，注意到在美国国家档案馆的背后，有一尊妇女的塑像。她坐在那里，膝上双手捧着一本翻开的书。他感到 626 迷惑，因为塑像底座上镌刻着这样的文字：

过去了的
只是序幕

他问出租汽车司机，那是什么意思。

司机回答道："它的意思是，你还什么都没有听到过。"

References

1. A. Pais, *Physics Today* 21, May 1968, p. 24.
2. H. Harari, *Sci. Am.* 248, April 1983, p. 56.
3. H. Georgi, *Sci. Am.* 244, April 1981, p. 48.
4. F. Wilczek, *Sci. Am.* 243, December 1980, p. 82; H. R. Pagels, *Perfect symmetry*, Simon and Schuster, New York 1985; technical: E. W. Kolb and M. S. Turner, *ARNP* 33, 645, 1983.
5. D. H. Perkins, *ARNP* 34, 1, 1984.
6. D. Z. Freedman and P. van Nieuwenhuizen, *Sci. Am.* 238, February 1978, p. 126; technical: H. P. Nilles, *Phys. Rep.* 110, 1, 1984.
7. G. L. Kane, *Comm. Nucl. Ptcle. Phys.* 13, 313, 1984.
8. M. B. Green, *Nature* 314, 409, 1985.
9. A. Chodos, *Comm. Nucl. Ptcle. Phys.* 13, 171, 1984.
10. A. Pais, *Subtle is the Lord*, Chapter 19, Oxford Univ. Press 1982.

11. L. van Hove, *Phys. Rep.* **104**, 87, 1984.

12. Cf. M. M. Waldrop, *Science* **225**, 490, 1984.

13. R. R. Wilson, *Physics Today* **37**, September 1984, p. 9.

14. W. Marciano, *Comm. Nucl. Ptcle. Phys.* **9**, 169, 1981; A. K. Mann, ibid. **10**, 155, 1981; F. Boehm and P. Vogel, *ARNP* **34**, 125, 1984.

15. Cf. also *Nature* **315**, 689, 1985; D. Dickson, *Science* **228**, 1509, 1985.

附录:本书大事年表

(括号里的数字表示讨论该事件的章节，日期表示杂志接受论文的时间。)

1815—16	普劳特宣称原子的比重是氢原子比重的整数倍(9b)
1819	杜隆和珀替给出一个 12 个原子量的表(11a)
1830—50	宏观能量守恒定律被多人同时发现(6b)
1833	法拉第电解定律(4b)
1835	康德宣称恒星的化学组成永远不会为人类所知(9a)
1853	第一次观察到氢光谱(9b)
～1855	盖斯勒发明水银泵和真空管(1b,4a)
～1855	鲁姆科夫发明感应线圈(1b,4a)
1859	首次测定光谱线的频率(9b)
	基尔霍夫确认太阳上的钠,发现黑体定律(9b)
1860	基尔霍夫和本生奠定了光谱的系统定量分析(9b)
1864	麦克斯韦发表《电磁场的动力学理论》(*A dynamical theory of electromagnetic field*)(12a)
1867	原子涡旋模型的提出(9b)
	法拉第去世(4c)
1869	门捷列夫的第一个元素周期表(11a)
1871	发现氢光谱的三条谱线的波长成简单的整数比(9b)
	卢瑟福诞生
1872	麦克斯韦评论说:原子从它存在之日开始,就精确地保

	持原来的状况(15a)
1874	第一次对基本电量 e 作出估计(4b)
1875	麦克斯韦指出原子具有一个远比刚体复杂的结构(9b)
1876	引入术语“阴极射线”(4d)
1879	爱因斯坦诞生
	麦克斯韦去世
1881	J. J. 汤姆逊引入电磁质量(4f)
	电被分为确定的基本部分(赫姆霍兹,4b)
1882	罗兰开始光栅研究(4c)
1885	发现氢原子的巴尔末公式(9e)
	玻尔诞生
1887	薛定谔诞生
1892	第一次测到氢光谱线的精细结构(10)
1893	7 月,《物理学评论》第一期出版(16b)
1895	在电动力学中引入洛伦兹力(4c)
	发现阴极射线带负电荷(4d)
	卢瑟福到达剑桥大学
	C. T. R. 威尔逊研制出云室(4d)
	11 月 8 日，伦琴发现 X 射线(2a)
1896	3 月 1 日,贝克勒尔发现铀射线,这是第一次观察到放射性(2b)
1897	1 月 7 日,在文献中第一次陈述可能存在比氢原子轻 1000 多倍的粒子(维歇特,4d)
	4 月，考夫曼和 J.J. 汤姆逊各自独立地在阴极射线中测出 e/m 的值(4d)
1898	钍是放射性物质(3a)
	放射性能量是从原子内部释放出来的(6b)
	发现钋(3a)

	发现镭(3a)
	发现反常塞曼效应(13b)
	放射性辐射有两种不同的成分:α射线和β射线(3b)
	卢瑟福到麦克吉尔大学工作(3b)
1899	J.J. 汤姆逊测出 e,从而发现电子。他还认识到电离是原子的分裂(4d)
	美国物理学会成立(16b)
1900	发现 γ 射线(3b)
	菲茨杰拉德提出磁性是否为电子的旋转引起(13c)
	第一次测出放射性衰变的半衰期(6e)
	12 月,普朗克发现量子论(7)
	泡利诞生
1901	海森伯和费米诞生
1902	提出放射性转变理论(6b)
	狄拉克诞生(13e)
1903	一个氢原子包含有 1000 个电子:原子的布丁一果冻模型(9c)
	术语“原子能”的首次运用(6c)
1905	3 月,爱因斯坦提出光量子假说(7)
	6 月,爱因斯坦发表第二篇狭义相对论论文(4f)
	9 月,爱因斯坦发表第一篇狭义相对论论文;$E=mc^2$(4f)
1906	氢原子的电子数大约为 1(9c)
	卢瑟福发现 α 粒子散射(8b)
	β光谱的第一个实验(8b)
	皮埃尔·居里去世(3a)
1907	钾和铷是放射性元素(6d)
	卢瑟福到曼彻斯特大学工作
1908	贝克勒尔去世(2b)

1909	观察到 α 粒子大角散射(9d)
	黑体辐射中能量涨落的发现:波粒二象性的首次陈述(12a)
1910	第一次试图把原子结构与普朗克常数联系起来(9e)
	德拜推导出普朗克定律(15b)
1911	卢瑟福提出原子的核模型("核"一词在1912年首次应用)(9d)
	同位素概念的第一次陈述(11c)
	第一次陈述普朗克定律与光量子的不可分辨性的关系(13d)
	第一次索尔维会议
1912	载人气球飞行中发现宇宙辐射(17b)
	第一次把普朗克常数与角动量联系起来的尝试(9e)
	帕邢一巴克效应的发现(13b)
1912—13	核光谱学开端(8g)
1913	玻尔提出原子和分子组成的三部曲(9e)
	第一次指出 β 衰变是一种核过程(玻尔,11b)
	第一次承认 A 和 Z 是独立的核参数(11d)
	提出核的质子一电子模型(11e)
	莫斯莱实验对元素周期表给出确定的解释(11e)
1914	第一次测出连续 β 光谱(8h)
1915	引入精细结构常数(10)
	引力场方程的提出(爱因斯坦,希尔伯特,12a)
1916	玻尔被任命为哥本哈根大学物理学教授(10)
1916—17	爱因斯坦为辐射的发射和吸收引入 A 和 B 系数(15a)
1918	原子光谱的第一个选择规则的提出(10)
	诺特定理
1919	α 粒子一氢原子散射显示出与卢瑟福公式有很大的出入(11h)

	卢瑟福担任剑桥大学卡文迪什实验室主任
1921	核内存在着强度巨大的新作用力(11h)
	兰德引入半整数磁量子数(13b)
	康普顿猜想磁性是由于电子绕自己的轴旋转而引起的(13c)
	内转换:第一个核能级图(14c)
1923	德布罗意引入物质的波粒二象性(12c)
	反常塞曼效应的实模型(core model)(13b)
1924	1 月,辐射过程的 B-K-S 理论(14d)
	2 月,拉博特发现铁光谱的新的选择规则(20c)
	7 月,玻色为光量子引入新的统计规则(12c)
	7 月,爱因斯坦对物质应用玻色统计,并推出物质应该显示出波动性(12c)
	8 月,泡利提出超精细结构理论(13c)
	10 月,提出周期系统的斯通纳规则(13b)
	12 月,泡利承认价电子量子特性的二值性(13b)
	伊辛提出通过电势差多次转换来加速带电粒子(17b)
1925	1 月,泡利不相容原理(13b)
	6 月,第一次实验证实单个粒子过程中能量和动量是守恒的(14d)
	7 月,海森伯第一篇量子力学论文发表(12c)
	8 月,乌伦贝克和高斯密特为氢原子引入半整数量子数(10,13c)
	9 月,玻恩和约旦认识到海森伯的理论是一种矩阵力学(12c),并且需要一种矩阵电动力学(15b)
	10 月,发现自旋(13c)
	11 月,量子代数(狄拉克,12c);玻恩、海森伯和约旦对矩阵力学给出一个综合的处理(12c);承认二次量子化(15b)

1926　1月,利用矩阵方法推出分立的氢光谱(12c)
薛定谔发表第一篇波动力学论文(12c)
2月,费米统计(13d);发现托马斯因子(13c)
7月,玻恩的第一篇量子力学统计诠释的论文发表(12d)
8月,狄拉克把对称性(非对称性)波函数与玻色一爱因斯坦(费米一狄拉克)统计联系到一起;并从第一原理推出普朗克定律(13d)
10月,G. N. 刘易斯为光量子取名"光子"(photon)(12a)
11月,群论进入量子力学(13a)
12月,狄拉克发表第一篇量子电动力学论文(15c)
从1926年到1929年,核的质子一电子模型引出了一系列的悖论(14b)

1927　3月,不确定性关系提出(12d);第一次测得电子衍射(12c)
5月,泡利矩阵(13e)
8月,查德威克和埃利斯的量热学实验证明连续性是β谱线的初始特性(14c)
9月,玻尔提出互补性的观念(12c)
10月,约旦一克莱因矩阵(15d)
12月,约旦和泡利为自由电磁场引入协变对易关系(15e,g)

1928　1月,狄拉克方程(13e);约旦一维格纳矩阵(15d)
2月,维格纳引入宇称(parity)(20c);洛伦兹去世(10)
8月,α衰变被解释为一种抛垒穿透(6f)
10月,一系列N费米子满足玻色一爱因斯坦(费米一狄拉克)统计,如果N是偶(奇)的(13d);康普顿散射的克莱因一仁科公式(15f)

	12 月，克莱因佯谬(15f)
	维德洛埃设计第一台(线性)加速器(17b)
1929	2 月，第一次观测到宇宙射线簇(17b)
	3 月，海森伯和泡利给出量子场论的拉格朗日表述形式(15e)；韦尔提出规范不变性和它与电荷守恒的关系(15e,21e)
	9 月，第一次在库仑规范中系统地处理量子电动力学，以及证明它的不变性(15e)
	11 月，在一封信中海森伯提及泡利的中微子假说(14d)；第一次计算量子电动力学的自能(16c)
	12 月，狄拉克引入空穴理论的概念，指出一个空穴与一个质子等价(15f)
	从 1929 年到 1936 年，玻尔考虑在 β 衰变中能量不守恒的可能性(14d)
1931	4 月，第一个可运转的回旋加速器(4-inch)(17b)
	5 月，狄拉克提出正电子(15f)
	12 月，第一次公布云室正电子图(15f)；发现氘(17b)
1932	2 月，发现中子(17a)
	4 月，第一次提出中子可能像质子一样是基本粒子(17c)
	6 月，第一个核过程在加速器中实现(17b)
	海森伯第一篇论核力和正式引入矩阵(它可以导出自旋)的论文发表(17d)
	11 月，维格纳在量子力学中引入时间反转(20c)
1933	5 月，发现质子磁矩的反常值(17c)
	10 月，正电子理论暗示光子与光子之间的散射(16d)
	12 月，β 衰变的费米理论(17e)
	1933—35：正电子理论前几个主要阶次的计算(16d)
	1933—38：这一时期提出不同的标准电磁理论方案

	(16e)
1934	1月，β^+放射性的发现(17a) 德布罗意引入通用的名称“反粒子”(17e) 提出核力的电子—中微子理论的猜想(17g) 6月，海森伯提出哈密顿算符形式的正电子理论；他还算出光子的自能(16d)；第一次用正电子理论算出电子的自能(16d) 7月，泡利—韦斯科夫零自旋粒子理论(16d)；第一次计算中子β衰变(17e)；玛丽·居里去世(3a) 10月，狄拉克计算真空极化，引入第一个减法规则(16d) 11月，汤川第一篇论介子的论文发表(17g) 1934—58，自旋统计联系的演化(20c)
1935	2月，威克将质子的反常磁矩归因于质子的部分离解(17g) 4月，真空极化的精致处理(16d) 1935—40：人们相信β谱线的形状最适合科诺平斯基—乌伦贝克导数耦合，直到发现谱线的第二级畸变后才改正了这一看法(17e)
1936	2月，第一次计算出高能中微子散射截面(17g)；塞伯尔引入术语“重整化”(16d) 5月，普鲁卡引入矢量介子场方程(17g) 8月，第一个令人满意的质子—质子散射结果导致电荷无关性和同位旋物理概念的引入(17f) 10月，弗瑞定理(16d)；核物理学中的SU(4)对称性(17f) 11月，第一次宣布在宇宙射线中测出介子，即后来的μ子(17g) 12月，级联簇射理论(17g)

1937	6 月 1 日，在西方出版物中第一次提到汤川介子(17g)
	10 月 19 日，卢瑟福去世(17h)
	10 月，克拉默斯坚持认为在理论中引入的质量应该从一开始就是实验质量(18a)
	11 月，克拉默斯引入电荷共轭运算(16d)；马约拉纳引入自共轭中微子(16d)
1938	2 月，第一次引入赝标量和赝矢量介子(凯默，17g)
	4 月，凯默假设一个中性介子以挽救电荷无关性(17g)
	7 月，观察到电子的 K 俘获(17e)
	第一次详细描述重粒子(质子和中子)守恒(19d)
1939	核分裂(8g)
1940	核力的强耦合理论(19f)
1941	“核子”一词的引入(18a)
1942—43	日本理论物理学家提出第二种介子(18b)
1943	S 矩阵理论的第一篇论文(19f)
1944—45	相稳定性的提出(19a)
1946	11 月，第一台同步回旋加速器产出 380MeV 的 α 粒子(19a)
	12 月，负宇宙射线介子在碳中被反常吸收(18b)
	引入术语“轻子”(18a)
	1946—47，发现头两个“V 粒子”(20a)
1947	1 月，布鲁克海文国家实验室成立(19a)
	5 月 24 日，实验发现一个第二宇宙射线介子，后来立即称之为 π 介子，即汤川介子(18b)
	6 月 2—4 日，设尔特岛会议；兰姆移位，超精细反常(18a)；双介子假说(18b)，电子—中子相互作用(19c)
	伯克利质子线性加速器产生 32MeV 自由质子(21c)
	1947—49，费米理论普适性的第一次详细描述(20c)
1948	2 月，在伯克利第一次测得人工制造的 π 介子(19b)

	3 月 20 日—4 月 2 日，波科诺会议(18c)
	系统重整化方案开始(18c)
1949	4 月 11—14，哈德逊会议(18c)
	π 介子的核子—反核子组成模型(19f)
1950	发现中性 π 介子(19b)
	12 月 16 日，第一届罗彻斯特会议(18c)
1951—57	*CPT* 定律的演变(20c)
1952	发现 33—共振(Δ)(19d)
	发明强聚焦(19a)
	新 V 粒子的协同产生(20b)
	布鲁克海文的 Cosmotron 将质子加速到超过 1GeV (19a)
	1952—56，G—宇称的详细描述(19d)
1953	第一个泡室图片出现(19e)
	核子共振光谱学(19e)
	轻子守恒(20c)
	7 月，巴格内雷—德比果里会议(20a)；第一次提到相互作用中强度和对称性关联，并提到将同位旋对称扩大到一个较大的群(20b)
	8 月，奇异性方案(20b)
	11 月，协同产生的第一个实验证据(20b)
1954	6 月，杨—米尔斯方程(21e)
	9 月 29 日，CERN 成立(19a)
	11 月，K_0、反 K_0 是粒子的混合体(20b，20d)
	引入术语“重子”(20a)
	费米去世(19c)
1955	发现反质子(19d)
	提出 π 介子—核子色散关系(19f)
	爱因斯坦去世

	1955－56，$\tau-\theta$之谜(20c)
1956	发现反中子(19d)
	直接探测到β衰变中的中微子(e中微子)(21c)
	长寿命中性K粒子的第一例(20b)
	宇称守恒(P)和电荷共轭不变性(C)在弱相互作用中从来没有检验过(20c)
	开始研究对撞机(21c)
1957	1月，首次在β衰变和μ衰变实验中观察到P和C违背(20c)
	CP不变性；γ_5－不变性；两分量中微子理论；弱相互作用的$V-A$理论(20d)
	珀米兰楚克定理(19f)
	1957－67：弱电统一拉开序幕(21e)
1958	首次观察到超子β衰变(21b)
	弱矢量流守恒(20d)
	戈德伯格－特赖曼关系(20d)
	第一次提出弱相互作用是以交换带电玻色子发生作用的，这个玻色子后来称为W粒子(21e)
	泡利去世
1959	单环对撞机可以使带相反电荷的粒子间发生碰撞(21c)
	势散射中的雷其极点(19f)
	“72－inch”的氢泡室在伯克利开始运转(19e)
	1959－60：第一台强聚焦同步加速器开始运转(CERN，布鲁克海文)，能量接近30GeV(19a)
1960	发现第一个奇异粒子共振(21b)
	弱轴向流部分守恒(20d)
1961	介子光谱学出现；发现ρ，ω和η(19e)；发现K^*(21b)
	引入SU(3)，后来称为味SU(3)(21b)

	戈德斯通定理(21e)
	薛定谔去世
1962	发现第二个中微子(μ 中微子)(21c)
	雷其极点思想应用于高能过程(19f)
	引入术语“强子”(21a)
	玻尔去世
1963	弱相互作用的卡比玻理论(21b)
1964	发现 Ω^- 粒子(21b)
	第一次观察到 CP 违背(20e)
	在单环对撞机中电子一正电子相互作用的第一个报告(21c)
	对称自发破缺的希格斯机制(21e)
	假说:所有已知的强子都由三种夸克和反夸克组成;静态 SU(6)(21b)
	引入带“粲”的第四种夸克(21e)
1965	如果 W 粒子有质量,将大于 $2\mathrm{GeV}/c^2$(21a)
	阿德勒—外斯伯格关系(21b)
	引入“色”和色对称性 $SU(3)_c$;第一次猜测所有观察到的强子和电磁流都是无色的,$SU(3)_c$ 与强相互作用的动力学有关(21b)
1966	SLAC 开始运转(21c)
1967	利用 SU(2)×U(1)对称自发破缺使弱电统一;由此涉及一种新的流“中性流”(the neutral current)(21e)
1969	发现非弹性电子一质子总散射是“硬”的,并遵守标度定律(21d);利用部分子模型诠释标度(21d)
1970	粲可以用来消除中性流的悖论特性(“GIM 机制”)(21e)
1971	CERN 的 ISR(intersecting storage rings,交叉存储环)开始运转;它可以产生 20 世纪 70 年代最高效能

	量，31+31GeV(21c)
	无质量的杨一米尔斯场被证明可以重整化；利用自发对称破缺证明杨一米尔斯场有质量(21e)
1972	费米实验室加速器运转，达到 200GeV；同年达到 400GeV(19a)
	SLAC 的 SPEAR，一种电子一质子对撞机，其运转能量达到每束 $2\frac{1}{2}$GeV，后来达到 4GeV(21e)
	ISR 在"硬"强子一强子散射中得到第一个结果(21c)
	有 6 或更多个夸克的理论为 *CP* 违背提供新的选择(21e)
1973	在中微子作用中发现中性流(21e)
	在高能过程中发现中质子一质子总截面增大(21e)
	提出量子色动力学：渐进自由；囚禁的猜测(21e)
	1973—74：提出大统一论(22)
1974	"11 月革命"：发现 J/ψ 和 ψ'，"隐粲"；粲素光谱学的开始(21e)
	晶格规范理论出现；粒子物理学的超对称性(22)
1975	6—7 月，发现"裸粲"(21e)
	8 月，发现 τ 轻子(21e)
	10 月，在 SLAC 发现高能对撞产物中第一例双喷注结构的证据，以及 1/2 自旋夸克的证据(21e)
1976	在 CERN 的 SPS(super proton synchrotron，超质子同步加速器)达到 400GeV(19a)
	提议建造一台质子一反质子对撞机(21c)
	提出超引力理论(22)
	海森伯去世(21e)
	1976—82：在 ISR 研究双喷注事件(21e)
1977	发现几个 ϵ 共振；"隐底"，底成为第五种夸克；ϵ 光谱学

	开始(21e)
1978	在电子—氘核散射中发现中性流效应(21e)
	在 DESY(汉堡)的 PETRA 对撞机开始运转(21e)
1979	发现三喷注事件的第一个证据(PETRA)(21e)
1980	康奈尔的 CESR 发现“裸底”的第一个证据(21e)
	SLAC 的 PEP 开始运转(21e)
1981	CERN 的质子—反质子对撞机完成第一例质子—反质子对撞(21c)
1983	发现 W 和 Z 粒子(21e)
1984	费米实验室加速器达到 800GeV(19a)
	狄拉克去世

人名索引

(注意:本索引所标注页码为原著编码，
脚注用下标"n"表示)

A

B

D

E

G

H

I

J

K

M

N

S

Y

Z

主题索引

（注意：本索引所标注页码为原著编码，
脚注用下标“n”表示）

A

B

C

D

E

G

H

I

J

K

L

M

N

O

P

Q

R

S

T

U

V

W

X

Y

Z

译后记

很多年以前我就拜读过本书作者派斯教授的著作《上帝是微妙的……》(*Subtle is the Lord...*)，从那时起我就对他在物理学和物理学史两方面的造诣非常钦佩。我相信，任何读过他这本著作的人，一定会有同感。我以为特别值得人们注意的是，派斯教授在这本爱因斯坦的传记中，向人们揭示了爱因斯坦思想深处浓重的人文主义精神。这种承袭希腊与希伯莱文明的人文主义精神，应该是我们理解爱因斯坦极其重要的一把钥匙。可惜的是许多爱因斯坦传记的作者们，尤其是中国的作者，经常忽视了这至关重要的一点。这一点给我的印象极为深刻，并使我开始注意派斯教授的其他新作。

后来，我在一本杂志(或报纸)上看到杨振宁教授向中国读者推荐派斯教授的第二本物理学史方面的著作《*Inward Bound*》，他认为这是一本学习(或研究)物理学的人不可不读的好书，这当然激起了我极大的兴趣。于是我请在纽约工作的大哥杨建军"务必"替我买到这本"不可不读"的好书。大哥十分理解我的心情，很快就给我寄来了一本。匆匆拜读了前几章以后，我就充分理解了杨振宁教授大力推荐这本书的原因了。后来，我有了把这本书译成中文的想法，让更多的中国读者读到这本好书。我冒昧地写信给派斯教授，谈起了自己的想法，还问他是否能把这本书的中文版权送给我(有了中文版权，出版中译本就相对容易许多)。派斯教授很快回信给我，说他十

分高兴能将他的这本书译成中文，并慷慨地将中文版权送给了我。除此以外，他还应我的请求为中译本写了简短的序言，并寄来一张我想放在扉页上的半身照片。

派斯教授的慷慨和热忱，一方面让我兴奋、感动，另一方面又使我深感责任之重大，如果不以好的质量翻译出来，怎么对得起派斯教授的一番好意？又如何对得起杨振宁教授的推荐？

正当我着手筹备翻译的时候，我却被一场重病击倒。1998 年我几乎一年都在病中度过，两次住院，一次心脏搭桥的大手术，使我不得不中止翻译工作，我不禁为这本书的翻译能否按合同完成感到担心。但万幸的是中山大学物理系的关洪教授也非常重视派斯教授的这本书，当他得知我病重而且希望他给予大力帮助之时（虽然他身体也并不太好，1997 年做过大手术），义不容辞地答应了我的请求：一是翻译本书最困难、内容最艰深的第 18 章到第 22 章的任务，二是对另外一位译者（王自华先生）的译稿作一次初审。关洪教授在物理学和物理学史两方面都有很高的造诣，有了他的慨然许诺，我不仅十分欣慰，而且非常放心本书可以按期译完。后来，武汉大学哲学系的王自华先生答应承担第 9 章到第 17 章共 9 章 282 页的翻译任务（占全书 45％强），而王自华先生早年毕业于北京大学物理系，后来又成为复旦大学王福山教授（海森伯的研究生）的物理学史方面的研究生，其功底自然不可忽视，因此我最终放心地进了手术室。本来以为手术后我可以译完第 1 到第 8 章，但事实证明我的想法行不通，因此只能将第 4 章到第 8 章请北京科技大学付冬梅副教授翻译。

在翻译过程中，关洪教授的努力、认真使我十分感动，如果不是他鼎力相助，当然还有王自华、付冬梅两位的帮助，这本书目前还不会呈现在读者眼前。我应该深深感谢他们三位的努力。

在本书即将付梓之际，我还应该感谢武汉出版社的彭小华社长和周雁翎先生的鼓励和无私的帮助。这本书部头大，内容又比较艰深，经济效益恐怕不会看好，但出于科学振兴中华的激情和深知科学素质教育的重要性，他们几乎毫不犹豫地答应以最快的速度出版本

书中译本，实在让我感动。

我当然还要感谢我的大哥，他总是积极支持我对原版书的需求，他到底送给了多少原版书，我已经记不清楚了。没有他的支持，我所有的译著都将无法进行。派斯的书很难译，这是国内同行都知道的，我在译和审的过程中，碰到了许多困难，但幸亏有大哥和外甥杨镭和在西雅图华盛顿大学攻读物理学博士的余永乐先生不厌其烦的帮助。通过电子邮件，他们解决了我所有的疑难，不仅使我受益匪浅，而且对本书翻译任务的完成起了很好的推动，我要向他们致谢。还有，本书责任编辑余敬慧为本书的修改，付出了几乎一整年的努力。她的认真实在使我感动。如果不是她的努力，这本译著可能会出现更多的不足。我应该深深感谢她的帮助。本书作者的两张照片，是华中理工大学新闻传播学院的卢瑜女士帮助拍摄的，在本书出版之际，也向她表示感谢。

最后，翻译这么大部头的史学著作，我们都是第一次。此书内容比较艰深，又是 4 人联手合作，而且彼此居住地相隔甚远，交流不够方便。在这些不利的情形下，译文有疏漏和错误之处，恐怕在所难免，我们诚恳地希望读者和专家们不吝指正。

杨建邺　于华中科技大学宁泊书斋

1999 年 2 月初稿

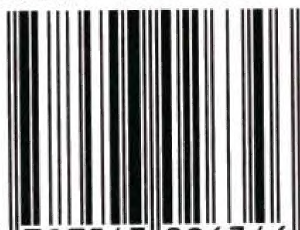
2001 年 10 月二稿



基本粒子物理学史

JIBEN LIZI WULIXUE SHI

策　　划/周雁翎
责任编辑/余敬慧
封面设计/马　波



ISBN 7-5430-2634-1
O · 14　定价：45.00元

基本粒子物理学史

JIBEN LIZI WULIXUE SHI



本书所包含的二十世纪物理学发展的巨量信息，令人叹为观止。它是一部令人尊敬的作品，是《上帝不可捉摸》的姊妹篇。

R. 彭罗斯

派斯以其深厚的历史感，洞悉了悠久的物理学发展史。同时，他还引入一种新的科学史叙述风格，呈现出史诗般的人类探索自然奥秘的英雄时代。这将是一部不朽的著作。

杨振宁